ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 11, 4. (SCHLUSS-) HEFT
MIT 41 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 1. MÄRZ 1960)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1960

Arch. Met. Geoph.
Bioki. A.

Serie A, Band 11 **Inhaltsverzeichnis** Heft 4

Seite

Pichler, H. und **H. Reuter.** Zur graphischen Integration der Wirbelgleichung mit Berücksichtigung orographischer Effekte. (Mit 5 Textabbildungen) 413

Steinhauser, F. Statistische Untersuchung der Inversionen im Luftraum über Wien. (Mit 2 Textabbildungen) 427

Staley, R. C. Some Observations of Water Vapor Fluctuations in a Stable Atmosphere over a Lake Surface. (With 6 Figures) 458

Hofmann, G. Wärmestrom, Massenstrom und Volumstrom 465

Hofmann, G. Wärmehaushalt und Advektion 474

Schulz, W. Untersuchungen über das Wachstum der Eiskristalle. (Mit 28 Textabbildungen) 503

Buchbesprechungen 532

Byers, H. R., General Meteorology. Dritte Auflage (F. Steinhauser). — Glossary of Meteorology. Herausgegeben von R. E. Huschke (W. Mörikofer). — Recent Advances in Atmospheric Electricity. Herausgegeben von L. G. Smith (F. Steinhauser). — Battan, L. J., Radar Meteorology (F. Steinhauser). — Advances in Space Science. Vol. 1. Herausgegeben von F. I. Ordway (F. Steinhauser). — The Planet Earth. Herausgegeben von D. R. Bates (W. Mörikofer.) — Geomagnetismus und Aeronomie. Herausgegeben von G. Fanselau. Band III: Mauersberger, P., O. Lucke, R. Lauterbach und F. Frölich, Über das aus dem Erdinneren stammende Magnetfeld (F. Steinhauser). — Behr, K., K. Petzold, R. Scherhag und G. Warnecke. Tägliche Höhenkarten der 25 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Teil I: 1. Vierteljahr (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band X, Heft 1) (F. Steinhauser). — Schmid, W. und W. Borsdorf, Sphärische Trigonometrie. I. Band: Ebene und sphärische Trigonometrie. II. Band: Kartenentwürfe und sphärische Astronomie (F. Steinhauser). — Kopal, Z., Close Binary Systems (The International Astrophysics Series: Vol. V) (J. Fuchs). — Jacobs, J. A., R. D. Russell und J. T. Wilson, Physics and Geology (F. Steinhauser). — Georgii, W., Meteorologische Navigation des Segelfluges (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.511:551.547.5

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Zur graphischen Integration der Wirbelgleichung mit Berücksichtigung orographischer Effekte

Von

H. Pichler und H. Reuter

Mit 5 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird eine Methode angegeben, die gestattet, die Wirbelgleichung unter Berücksichtigung orographischer Effekte graphisch zu integrieren; dabei werden barokline thermodynamische Prozesse nicht berücksichtigt. Der Arbeit liegt folgende Vorstellung zu Grunde: Ein jedes Luftquantum, das einen Gebirgskamm überquert, erhält eine zusätzliche Vorticity. Demnach müssen alle diejenigen Teile des Wirbelfeldes, die zu Beginn der graphischen Integration stromaufwärts vom Gebirgskamm liegen — und zwar bis zur Entfernung, die dem Windweg des zur graphischen Integration verwendeten Zeitschrittes (24 Stunden) entspricht —, eine Korrektur erfahren. Mit Hilfe von Angaben von KÜTTNER über das durchschnittliche Verhalten der Vertikalgeschwindigkeit bei orographischer Beeinflussung gelingt es, die oben geforderten Korrekturen zu berechnen. Dadurch ist man in der Lage, die im Lee eines Gebirges bei Strömungsübersetzung auftretende Niveausenkung der 500 mb-Fläche zwanglos zu erklären.

An einem Beispiel wird die Methode veranschaulicht. Der Alpenkamm und der Karpathenbogen werden von einer kräftigen Nordwestströmung überquert. Im Lee der Gebirge — Raum Italien-Griechenland — tritt innerhalb von 24 Stunden eine maximale Niveausenkung von 20 gpdm ein. Mittels der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung kann man nur 10 bis 20%, mit Hilfe der hier angeführten Methode dagegen nahezu 100% der Senkung der 500 mb-Fläche erklären.

Summary. A procedure is developed for graphical integration of the vorticity equation incorporating orographic influences. Baroclinic effects due to thermodynamic processes are not considered. The investigation is based upon the following idea: Each air particle crossing the mountain range

receives additional vorticity. Hence those parts of the vorticity distribution lying streamupwards from the mountain range up to a distance corresponding to the movement of the air particle during the timestep used for the integration have to be corrected. The magnitude of these corrections is evaluated using Küttners results for the average changes of vertical velocity by orographic features. Thus it is possible to explain the decrease of height of the 500 mb surface in the lee of the mountain range.

The method is illustrated by an actual example: The Alps and the Carpathians are crossed by a strong north-westerly flow. In the lee of the mountain range (Italy and Greece) a maximum decrease of height of the 500 mb surface of 20 gpdm within 24 hours is observed. The graphical integration of the barotropic vorticity equation explains only 10 to 20% of the depression, while the present method renders a result in almost complete agreement with the observations.

Résumé. L'auteur expose une méthode permettant d'intégrer graphiquement l'équation de tourbillon en tenant compte d'effets orographiques, mais en excluant des processus thermodynamiques barocliniques. Chaque quantum d'air franchissant une montagne reçoit une vorticity supplémentaire, de sorte que les parties du champ tourbillonnaire situées en amont d'une chaîne montagneuse, à une distance de 24 h. de chemin, doivent subir une correction. Celle-ci se calcule à l'aide de données de Küttner qui a établi l'allure moyenne de la composante verticale de vitesse au-dessus d'un obstacle. On se trouve ainsi à même d'expliquer l'abaissement de la surface de 500 mb à l'aval d'une chaîne de montagnes.

Un exemple illustre la méthode décrite. Par fort vent de Nord-Ouest au-dessus des Alpes et des Carpathes, il se produit sous le vent, dans la région Italie/Grèce, un abaissement maximum de 200 gpm de la surface de 500 mb. L'intégration graphique de l'équation barotrope de tourbillon rend compte de 10 à 20% seulement de cet abaissement, mais la méthode ici décrite l'explique entièrement.

Bei Vernachlässigung des vertikalen Vorticitytransportes und des Vertikalschwenkungstermes (Twisting Term) schreibt sich die Vorticitygleichung mit dem Druck p als vertikaler Koordinate (Reuter [1]) zu:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathfrak{v}_2 \cdot \nabla\right)\eta = -\eta \nabla \cdot \mathfrak{v}_2 \tag{1}$$

Hierbei bedeutet:

$\mathfrak{v}_2$ horizontaler Windvektor mit den Komponenten u und v, $\eta = \zeta + f$ absolute Vorticity, ζ relative Vorticity, f Coriolosparameter.

Wird aus der im (x, y, p, t)-System gültigen Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \tag{2}$$

mit $\omega = \frac{dp}{dt}$ als generalisierter Vertikalgeschwindigkeit die zweidimensionale Divergenz durch $-\frac{\partial \omega}{\partial p}$ ausgedrückt und in (1) eingesetzt, so ergibt

sich, wenn (wie üblich) auf der rechten Seite $\zeta \ll f$ vorausgesetzt wird,

$$\frac{D\eta}{Dt} = f\frac{\partial \omega}{\partial p}, \tag{3}$$

wenn hier der Operator $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathfrak{v}_2 \cdot \nabla$ bedeuten soll.

Der Term auf der rechten Seite von (3) soll in der hier vorliegenden Untersuchung als Folge orographischer Effekte einen von Null verschiedenen Wert annehmen. Barokline Effekte anderer Art (thermodynamische Prozesse etwa durch Einbeziehung der Adiabatengleichung) werden demgegenüber vernachlässigt. Dies besagt, daß wir in Gebieten ohne orographischen Einfluß die barotrope divergenzfreie Vorticitygleichung als gültig betrachten.

Zur Vereinfachung des vorliegenden Modells ist es zweckmäßig, von Anbeginn eine Aussage über die analytische Form der abhängigen Variablen ω zu machen, wobei gewisse aus der Praxis gewonnene Erfahrungen zu Rate gezogen werden. Wie schon Eliassen [2] betont hat, ist im allgemeinen folgender Ansatz naheliegend:

$$\omega = R(x, y, t)\, r(p) \tag{4}$$

Bevor wir zu einer weiteren Spezifizierung der Funktionen $R(x, y, t)$ und $r(p)$ übergehen, muß auf eine grundlegende Feststellung Wert gelegt werden. Die in der Natur vorkommenden Vertikalgeschwindigkeiten zeigen, soweit sie ihre Ursache in einer baroklin geschichteten Atmosphäre haben, bekanntlich folgendes (durchschnittliches) Verhalten: In den unteren Schichten der Troposphäre eine Zunahme von ω mit der Höhe $\left(\frac{\partial \omega}{\partial p} < 0\right)$ und zwar bis zu dem sogenannten divergenzfreien Niveau (level of no divergence), welches im allgemeinen in der Mitte der Troposphäre zu suchen ist (500 mb-Fläche). Daselbst wird $\frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$. In den darüberliegenden Schichten nimmt ω mit der Höhe wieder ab $\left(\frac{\partial \omega}{\partial p} > 0\right)$ und erreicht in einer Schicht nahe der Tropopause einen verschwindend kleinen Betrag (Nullschicht). Demgegenüber bewirken orographische Effekte einen wesentlich anderen Verlauf der Vertikalgeschwindigkeit. Hierbei ist nämlich das Maximum von ω nahe der Erdoberfläche (Gebirgskamm) zu suchen, während der orographische Einfluß mit zunehmender Höhe abklingt. Beide Effekte zeigen daher unterhalb des divergenzfreien Niveaus ein entgegengesetztes Verhalten. Dieser Tatsache muß bei der Wahl der analytischen Form der Funktion $r(p)$ Rechnung getragen werden.

Da wir uns in der vorliegenden Arbeit auf orographische Effekte allein beschränken wollen, erscheint es zweckmäßig, $r(p)$ in Form einer einfachen Exponentialfunktion anzusetzen (s. dazu auch Estoque [3])

$$r(p) = \left(\frac{p}{p_0}\right)^b \tag{5}$$

Die Festlegung des Exponenten b muß unter Heranziehung direkter Beobachtungsergebnisse erfolgen. Die Durchsicht der einschlägigen Literatur ergibt allerdings nur spärliche (quantitative) Hinweise (Alaka [4]). Nach Küttner (zit. in [4]) kann folgendes durchschnittliches Verhalten der Vertikalgeschwindigkeit — bedingt durch orographische Einflüsse — angenommen werden:

$$\begin{array}{l} \text{zwischen } 4{,}6 \text{ bis } 6{,}7 \text{ km} \ldots \text{magn } 10 \text{ m/sek} \\ \text{zwischen } 6{,}7 \text{ bis } 7{,}6 \text{ km} \ldots \text{magn } 5 \text{ m/sek} \\ \text{in etwa } 10 \text{ km} \ldots\ldots\ldots \text{magn } 2 \text{ m/sek} \end{array} \tag{6}$$

Diese Angaben beziehen sich natürlich nicht auf die generalisierte Vertikalgeschwindigkeit, d. h. auf die Größe ω, sondern auf die im (x, y, z, t)-System gültige Größe $w = dz/dt$. Unter Voraussetzung der Gültigkeit der statischen Grundgleichung besteht die Beziehung:

$$\omega = -g\,\varrho\,w \tag{7}$$

Mit Hilfe von Standardwerten der Luftdichte ϱ und des Luftdruckes in den von Küttner in (6) angegebenen Höhen, kann man sich leicht überzeugen, daß die beste Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen dann erzielt werden kann, wenn in (5) der Exponent $b = 4$ gewählt wird. Dann ergibt sich nämlich, daß zwischen dem Niveau in rund 5 km Höhe und demjenigen in 7 km Höhe ein Geschwindigkeitsabfall auf nahezu den halben Betrag eintritt, wie dies in (6) gefordert wird. Eine quantitative Berücksichtigung der in (6) angegebenen Werte der Geschwindigkeit kann durch die Wahl des Exponenten in (5) allein nicht erfolgen. Hier muß auch noch die Funktion $R\,(x, y, t)$ gemäß Ansatz (4) festgelegt werden. Wir stellen die Randbedingung an der Erdoberfläche auf folgende Weise auf. Es sei

$$F\,(x, y, z) = g\,z - k\,(x, y) = 0 \tag{8}$$

die Topographie der Erdoberfläche. Dann muß im (x, y, z, t)-System

$$(\mathfrak{v}_3 \cdot \nabla\, F)_0 = 0 \tag{9}$$

gelten, wenn die Luftströmung die Erdoberfläche nicht durchsetzen soll. Setzen wir in (9) für $F\,(x, y, z)$ aus (8) ein, so ergibt sich

$$g\,w_0 - [\mathfrak{v}_2 \cdot \nabla\, k\,(x, y)]_0 = 0, \tag{10}$$

was mit (7) schließlich auch

$$\omega_0 = -\varrho_0\,(\mathfrak{v}_2 \cdot \nabla\, k)_0 = R\,(x, y, t) \tag{10a}$$

geschrieben werden kann, wenn in (4) bzw. (5) p_0 als der Luftdruck an der Erdoberfläche angesehen wird. Die Beziehung (10 a) ist die gesuchte Randbedingung an der Erdoberfläche.

Wir wollen nunmehr die Wirbelgleichung (3) im Niveau L (nahe der 500 mb-Fläche) betrachten, wobei wir für Gebiete, die nicht orographischen Einflüssen unterliegen, Divergenzfreiheit annehmen. Mit (10a) und (5) wird Gl. (3)

$$\left(\frac{D\eta}{Dt}\right)_L = -f\,\rho_0\,(\mathfrak{v}_2 \cdot \nabla k)_0 \left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L \tag{3a}$$

die für unser Problem gültige Differentialgleichung. Für die weitere Behandlung ist es störend, daß auf der rechten Seite der Gl. (3 a) die Terme in verschiedenen Niveaus zu nehmen sind. Man hilft sich bekanntlich derart, daß als weitere zusätzliche Modellannahme die Voraussetzung eines geraden Windhodographen (Windstärken- aber nicht Windrichtungsänderungen mit der Höhe) getroffen wird. Es wird mithin vorausgesetzt, daß

$$(\mathfrak{v}_2)_0 = a\,(\mathfrak{v}_2)_L \tag{11}$$

ist. Über die Größe des Faktors a gehen die Ansichten in der Literatur etwas auseinander. Meistens wird $a = 0{,}4$ angegeben. Dies würde bedeuten, daß die Windstärke in Bodennähe rund 40% derjenigen im 500 mb Niveau ausmacht. Mit (11) wird (3 a)

$$\left(\frac{D\eta}{Dt}\right)_L = -f\,\rho_0\,a\,(\mathfrak{v}_2 \cdot \nabla k)_L \left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L \tag{3b}$$

Diese Gleichung gestattet es durch numerische oder graphische Integration bei Vorgabe der Topographie der Erdoberfläche [Funktion $k\,(x, y)$] und nach Wahl des Exponenten der Funktion $r\,(p)$ gemäß unseren früheren Überlegungen eine Vorausberechnung der Vorticityverteilung, bzw. nach geostrophischer Approximation eine solche der Geopotentialverteilung der Referenzbezugsfläche (500 mb-Fläche) durchzuführen. In der vorliegenden Untersuchung wurde ein graphisches Integrationsverfahren nach der bekannten FJÖRTOFTschen Methode [5] verwendet. Zu diesem Zweck wird zunächst die relative Vorticity ζ geostrophisch approximiert. Bei Übergang zu einem endlichen Gitternetz (Gitterdistanz d) ergibt sich dann, wenn mit H die Höhe der in Frage stehenden Druckfläche in geopotentiellen Metern bezeichnet wird:

$$\zeta_g = \frac{4\,m^2}{f\,d^2}\,(\overline{H} - H). \tag{12}$$

Hierbei ist unter $\overline{H}$ der mit der Gitterdistanz d gebildete räumliche Mittelwert zu verstehen. Ferner ist in (12) m der Projektionsfaktor der betreffenden Kartenprojektion. In der gegenständlichen Untersuchung wurde eine konforme Lambertsche Kegelprojektion verwendet. In diesem Fall ergibt sich für die Abhängigkeit von der geographischen Breite φ:

$$m = \frac{K}{\cos\varphi}\left(\frac{1+\sin\varphi}{\cos\varphi}\right)^{-k} \tag{13}$$

Wird Längentreuheit bei 30 und 60 Grad Breite gefordert, so haben die Konstanten folgende Werte:

$$K = 1{,}28 \quad k = 0{,}716$$

Man berechnet leicht, daß der Projektionsfaktor m in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ die in Tabelle 1 angegebenen Werte annimmt (Tabelle 1).

Tabelle 1. *Abhängigkeit des Projektionsfaktors m von der geographischen Breite* φ

φ	20	30	40	50	60	70	80°	
m	1,056	1,00	0,97	0,968	1,00	1,084	1,29	geographische Breite

Man sieht, daß zwischen 20 und 70 Grad die Schwankungen recht gering sind und für unsere Zwecke m unbedenklich gleich der Einheit selbst gesetzt werden darf, so daß für alle zu betrachtenden Gitterpunkte die Distanz d (im vorgegebenen Maßstab) die tatsächliche Entfernung repräsentiert. Wir lassen daher in den folgenden Formeln den Faktor m weg. Wird nunmehr auch in den konvektiven Termen der Gl. (3 b) der zweidimensionale Vektor $\mathfrak{v}_2$ geostrophisch approximiert

$$\mathfrak{v}_2 \approx \mathfrak{v}_g = -\frac{1}{f} \nabla H \times k \tag{14}$$

(mit $\mathfrak{f}$ als Einheitsvektor in Richtung der Vertikalen), so ergibt sich sofort:

$$\frac{4}{f d^2} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{H} - H) = -\mathfrak{v}_g \cdot \nabla \frac{4}{f d^2} (\overline{H} - H) - \mathfrak{v}_g \cdot \nabla f - f \varrho_0 a \left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L \mathfrak{v}_g \cdot \nabla k.$$

Wird im ersten Term auf der rechten Seite von (15) der Faktor $\frac{4}{f d^2}$ aus dem Nablaoperator herausgezogen, was im allgemeinen keine allzu einschneidende Vereinfachung darstellt, so läßt sich (15) in der Form

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{H} - H) = -\mathfrak{v}_g \cdot \nabla (\overline{H} - H) - \frac{f d^2}{4} \mathfrak{v}_g \cdot \nabla f - \frac{f^2 d^2}{4} a \varrho_0 \left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L \mathfrak{v}_g \cdot \nabla k$$

schreiben. Mit Fjörtoft [5] setzen wir

$$\frac{f d^2}{4} \nabla f = \nabla G(\varphi), \tag{17}$$

wobei

$$G(\varphi) = \int_0^{\varphi} \frac{\Omega^2 d^2 \cos\varphi \sin\varphi}{9{,}80} d\varphi \tag{17 a}$$

wird, wenn hier Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bedeutet. Wir wollen hier eine Tabelle der Funktion $G(\varphi)$ anführen, deren Werte gemäß Gl. (17 a) berechnet worden sind (Tabelle 2).

Tabelle 2. *G (φ)-Werte in Einheiten von geopotentiellen Metern*

φ	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75°	geographische Breite
G (φ)	30	40	50	60	71	81	90	99	106	112	gpm

Bezeichnen wir mit

$$H^* = \overline{H} + G(\varphi) \quad \text{und} \quad f^2 E = \frac{f^2 d^2}{4} a \rho_0 \left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L, \tag{18}$$

so schreibt sich (16) auch

$$\frac{\partial}{\partial t}(H^* - H) = -\mathfrak{v}_g \cdot \nabla (H^* - H) - f^2 E \mathfrak{v}_g \cdot \nabla k. \tag{16a}$$

Bekanntlich hat FJÖRTOFT vorgeschlagen, zur Bestimmung der Advektion der Größe $\xi \equiv (H^* - H)$ ein räumlich gemitteltes Feld, nämlich

$$\mathfrak{v}_g^* = -\frac{1}{f} \nabla H^* \times \mathfrak{k} \tag{19}$$

zu verwenden, was erlaubt ist, da

$$\mathfrak{v}_g \cdot \nabla (H^* - H) = \mathfrak{v}_g^* \cdot \nabla (H^* - H) \tag{20}$$

gilt. Es erhebt sich nun die Frage, wie bei der graphischen Integration mit dem zweiten Term auf der rechten Seite von (16 a) zu verfahren ist. ESTOQUE [3] stellt in seiner Untersuchung die Behauptung

$$\mathfrak{v}_g \cdot \nabla k = \mathfrak{v}_g^* \cdot \nabla k \tag{20a}$$

auf und schließt aus der Zeitunabhängigkeit von $k(x, y)$ auf einen dem barotropen Fall ähnlichen Erhaltungssatz, den er in folgender Weise formuliert:

$$\frac{D^*}{Dt}(\xi + f^2 E k) = 0 \quad \text{mit} \quad \frac{D^*}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathfrak{v}_g^* \cdot \nabla. \tag{16b}$$

Der Unterschied zum barotropen Fall besteht darin, daß die Größe $\xi \equiv H^* - H$ an Stellen des Feldes, an welchen $k(x, y) \neq 0$ ist (im Bereich der Gebirge) eine Korrektur vom Betrage $f^2 E k$ erfährt.

Zunächst wird man zu untersuchen haben, ob die Annahme (20 a) — (streng genommen wird im allgemeinen $\mathfrak{v}_g \cdot \nabla k \neq \mathfrak{v}_g^* \nabla k$ sein) — näherungsweise zu Recht besteht. Hierbei darf nicht in der selben Weise wie beim Beweis der Beziehung (20) argumentiert werden, der sich sofort aus der Definition des räumlich gemittelten Feldes ergibt. Die Größe und Richtung des Vektors ∇k ist vielmehr durch die Randbedingungen an der Erdoberfläche festgelegt. Das skalare Produkt $\mathfrak{v}_g \cdot \nabla k$ ist daher nur mit der zeitlichen Variation von $\mathfrak{v}_g$ veränderlich und wird nur dann mit $\mathfrak{v}_g^* \cdot \nabla k$ übereinstimmen, wenn $\mathfrak{v}_g = \mathfrak{v}_g^*$ ist. Der Fehler, der durch die Voraussetzung (20 a) gemacht wird, ist offenbar dann am kleinsten, wenn der über den in Frage stehenden Zeitschritt (zeitlich) gemittelte Wert

$\hat{v}_g$ dem räumlichen möglichst nahe kommt. Da es sich hierbei um geostrophische Windvektoren handelt, läuft das Problem auf die Frage hinaus, in welchem Maße ein zeitlich gemitteltes Geopotentialfeld einem (innerhalb des Zeitintervalls liegenden) räumlich gemittelten Feld gleichgesetzt werden darf. Reuter [6] hat an einem umfangreichen Beobachtungsmaterial nachweisen können, daß eine sehr hohe Korrelation zwischen zeitlichen und räumlichen Mittelwerten der geopotentiellen Höhe einer Druckfläche besteht. Dabei soll allerdings der räumliche Mittelwert ungefähr zur Mitte des zeitlichen Intervalls gebildet werden, während in dem hier vorliegenden Fall eine Korrelation zu dem räumlichen Mittel zu Beginn des zeitlichen Intervalls verlangt wird. Da jedoch bei der graphischen Integration ohnehin vorausgesetzt werden muß, daß das räumlich gemittelte Feld innerhalb des verwendeten Zeitschrittes nur geringe Variation aufweist, kann das Ergebnis von Reuter unbedenklich zur Stützung der Annahme von (20 a) herangezogen werden[1].

Wir wollen nun untersuchen, ob der Erhaltungssatz (16 b) zu Recht besteht. Uns erscheint eine solche Formulierung sehr problematisch. Sie kann nämlich dazu verleiten, etwa in folgender Weise die graphische Integration durchzuführen: Die Größe $\xi \equiv H^* - H$ wird zunächst an Stellen des Feldes, an welchen $k(x, y) \neq 0$ ist (d. h. im Bereich des Gebirges) mit einer Korrektur vom Betrage $f^2 E k(x, y)$ versehen. Hierauf wird in der gleichen Weise verfahren wie bei der Integration der barotropen Wirbelgleichung, in dem jetzt die Größe $\xi + f^2 E k(x, y)$ mit dem mittleren Windvektor v_g^* stromabwärts verlagert wird. Ein solches Verfahren wurde von Estoque [3] angewandt.

Hierbei liegt aber offenbar eine unrichtige Vorstellung über die durch die Randbedingung an der Erdoberfläche verursachten Divergenzen bzw. lokalen Wirbeländerungen vor. Tatsächlich darf am ξ-Feld zum Beginn der Integration ($t = t_0$) noch keine Korrektur vorgenommen werden, da orographische Einflüsse zu diesem Zeitpunkt bereits im ξ-Feld implizit enthalten sind. Anders liegen die Verhältnisse zum Zeitpunkt $t_1 > t_0$. Denn jedes Luftquantum, das in der Zeit $t_1 - t_0$ das Gebirge überquert hat, hat eine zusätzliche Vorticity erhalten, die auch eine Feldänderung verursacht. Will man diesem Vorgang zu Beginn der Integration Rechnung tragen, so müssen offenbar an den Teilen des ξ-Feldes Korrekturen angebracht werden, die in demjenigen Bereich liegen, der in der vorgegebenen Zeitspanne über das Gebirge advektiert wird. Die Größe dieses zu korrigierenden Bereiches hängt dabei wesentlich von dem für die Integration vorgesehenen Zeitschritt ab. Die Größe der Korrektur an den ξ-Werten hängt dagegen davon ab, auf welcher Stromlinie oder Isohypse ($H^* = \text{const.}$) sich die ξ-Werte befinden. Verstehen wir unter

[1] Die Tatsache, daß in der Untersuchung von Reuter [6] die 850 mb-Fläche verwendet wurde, während hier die 500 mb-Fläche als Referenzfläche herangezogen wird, fällt nicht schwer ins Gewicht, da Huber-Pock [7] nachweisen konnte, daß die Reutersche Beziehung auch für dieses Niveau Gültigkeit besitzt.

den Koordinaten (x_0, y_0) die Koordinaten der höchsten Erhebung des Gebirges auf der betreffenden Stromlinie, so ist stromaufwärts folgende Korrektur anzubringen:

$$\xi'(x, y) = \xi(x, y) + f^2 E [k(x_0, y_0) - k(x, y)]_{\text{in } \mathfrak{B}}, \tag{21}$$

wobei der Bereich $\mathfrak{B}$ stromaufwärts von dem die Stromlinien schneidenden Gebirgszug liegt und eine Ausdehnung von

$$\begin{matrix} x_0 \text{ bis } x_0 + u^* \Delta t \\ y_0 \text{ bis } y_0 + v^* \Delta t \end{matrix} \quad \text{mit } \Delta t = t_1 - t_0$$

aufweist.

Ist eine solche Korrektur am ξ-Feld angebracht, so kann die Verlagerung des Feldes mit v_g^* wie im barotropen Fall starr, d. h. ohne weitere individuelle Änderung des ξ-Feldes, erfolgen.

Würde man aber nach der Methode von Estoque verfahren, so käme dies praktisch einer Advektion der Gebirge selbst gleich. Aus diesem Grunde muß Gl. (16 a) und nicht Gl. (16 b) dem Integrationsverfahren zu Grunde gelegt werden.

Wir wollen nun eine Abschätzung des Korrektionsfaktors f^2E vornehmen. Seine Definition ist durch (18) gegeben. Als Gitterdistanz d wurde auf Grund früherer Erfahrungen (Fjörtoft [5], Pichler [8]) eine Entfernung von $6{,}67 \cdot 10^7$ cm gewählt. Werden ferner größenordungsmäßig

$$f \approx 10^{-4} \text{ sek}^{-1}, \quad \rho_0 \approx 1{,}25 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}, \quad a = 0{,}4,$$
$$p_0 = 1000 \text{ mb und } p_L = 500 \text{ mb}$$

gesetzt und wird ferner in (5) der Exponent b nach den früheren Erläuterungen gleich 4 angenommen, so ergibt sich für

$$\left(\frac{\partial r}{\partial p}\right)_L = 0{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ mb}^{-1} = 0{,}5 \cdot 10^{-6} \text{ dyn}^{-1} \text{ cm}^2.$$

Unter diesen Voraussetzungen wird der (dimensionslose) Faktor

$$f^2 E = 0{,}27 \cdot 10^{-2}.$$

In der Praxis erfolgt die Korrektur des ξ-Feldes auf folgende Art: Da für europäische Verhältnisse (Alpen und Karpathen) das Gebirgsmassiv ziemlich steil zur Niederung abfällt und da die Gebirgsbreite klein gegenüber dem Windweg des entsprechenden Integrationszeitschrittes (24 Stunden) ist, kann — ohne einen allzu großen Fehler zu begehen — in (21) die Größe $k(x, y)$ vernachlässigt werden[1]. Die Korrektur für ξ erfolgt nun durch Multiplikation des Faktors f^2E mit $k(x_0, y_0) = gz_0$. Da üblicherweise die Größen H und H^* in gpm (geopotentiellen Metern) gemessen werden, ist für die Gravitationsbeschleunigung 9,8

[1] Bei den Rocky Mountains wäre z. B. eine solche Vernachlässigung nicht statthaft.

einzusetzen. In Abb. 1 ist die Korrektur $f^2 E\, k$ in Abhängigkeit von der geometrischen Höhe z des Gebirges aufgetragen.

Wir wollen nun die hier geschilderte Methode an einem Beispiel veranschaulichen. In Abb. 2 ist die Topographie der 500 mb-Fläche vom 25. Januar 1959, 00 Uhr GMT, zu sehen. Wir erkennen eine Nordwestlage über Mitteleuropa, wobei die Isohypsen (bzw. die Stromlinien) die (für orographische Beeinflussung in erster Linie in Frage kommenden) Gebirgszüge der Alpen und Karpathen in einem zwischen 45 und 90 Grad liegenden Winkel schneiden. Da die Alpen Erhebungen bis über 3000 m NN aufweisen, muß der Faktor $f^2 E\, k$ in unserer Modellgleichung Änderungen der Feldgröße von mehr als 80 gpm (s. Abb. 1) bewirken, was sich in dem Teil des Feldes bemerkbar machen muß, der bei der Verlagerung einen Gebirgskamm von über 3000 m überquert. Wir wollen zunächst Abb. 3 betrachten, die uns die Isohypsen für den nächsten Tag zeigt. Wie wir sehen, hat in 24 Stunden die allgemeine Strömungsrichtung über Mitteleuropa weiter auf nördliche Richtung gedreht und zeigt nunmehr einen fast 90-grädigen Winkel zwischen den dominierenden Gebirgszügen (vornehmlich den Alpen) und den Stromlinien. Wir fragen uns zunächst, bis zu welchem Ausmaß die eingetretene Höhenänderung (sie ist in Abb. 5c zu sehen) rein barotrop — ohne Einfluß der Orographie auf das Wirbelfeld — zu erklären ist. Hierfür führen wir eine graphische Integration der Gl. (16 a) nach der Fjörtoft-Methode durch, ohne den zweiten Term auf der rechten Seite zu berücksichtigen. In Abb. 4 ist das ξ-Feld (ausgezogene Linien) dargestellt. Wird dasselbe mit der räumlich gemittelten Strömung v_g^* advektiert und aus der derart vorausgesagten Vorticityverteilung die zu erwartende Höhenänderung (mittels der Fjörtoft-Mittelungsmethode, s. [5] und [8]) ermittelt, so ergibt sich eine prognostizierte Höhenänderung, wie sie aus Abb. 5a zu ersehen ist. Durch einen Vergleich dieser prognostizierten Höhenänderung (Abb. 5 a) mit der tatsächlich eingetretenen Höhenänderung

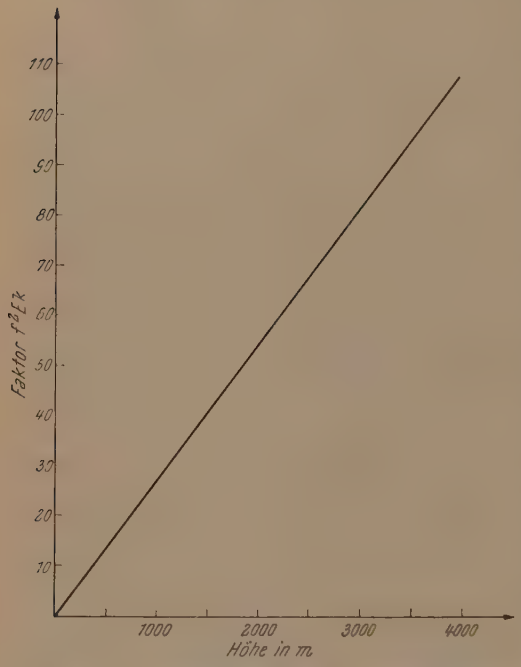


Abb. 1. Abhängigkeit des Korrekturfaktors $f^2\, E\, k\, (x, y)$ von der geometrischen Höhe z eines Gebirgszuges

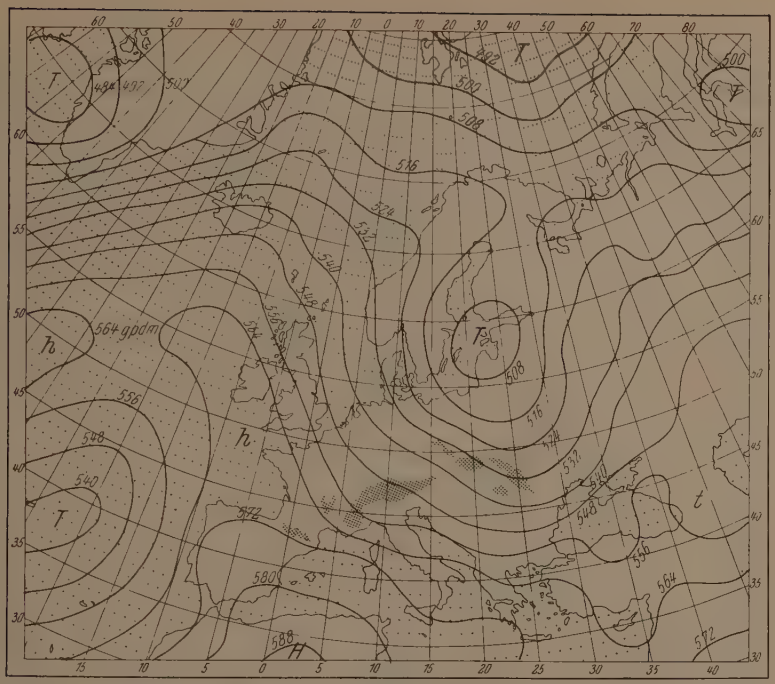


Abb. 2. Ausgangslage. 500 mb-Topographie vom 25. Januar 1959 00 GMT

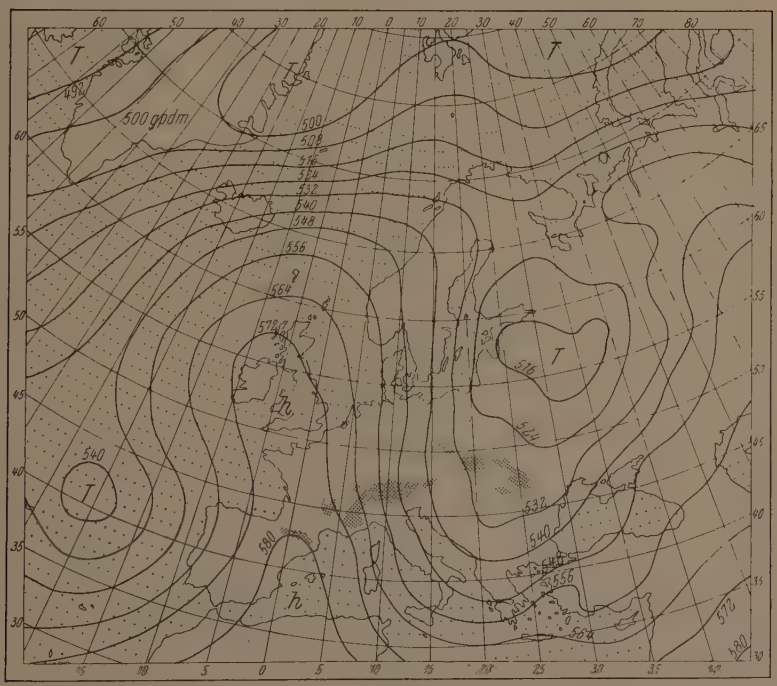


Abb. 3. Eingetroffene Lage. 500 mb-Topographie vom 26. Januar 1959 00 GMT

(Abb. 5c) wird sofort klar, daß merkliche Fehler der Vorhersage in den Gebieten auftreten, die im Lee der großen Gebirgszüge liegen. Die tatsächlich eingetretene Niveausenkung von maximal 20 gpdm im Mittelmeerraum (im Gebiet Italien-Griechenland) wird offenbar durch die rein barotrope Vorhersage nicht erfaßt. Es können lediglich 10 bis 20% der Niveausenkung in diesem Raum erklärt werden.

Wir wenden nunmehr unsere Methode mit Berücksichtigung der orographischen Wirkung auf das ξ-Feld an. Hierzu muß vor der Ver-

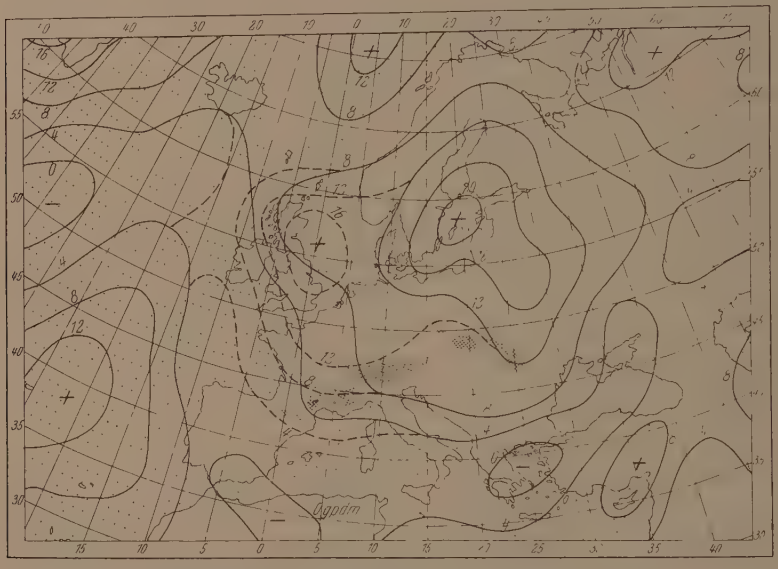


Abb. 4. ξ-Verteilung nach Fjörtoft ———
ξ'-Verteilung korrigiert nach Pichler-Reuter – – –

lagerung nach dem oben Gesagten im Bereich stromaufwärts vom Gebirge eine Korrektur der ξ-Werte vorgenommen werden. Dies geschieht derart, daß jede Stromlinie des räumlich gemittelten Feldes in ihrem Verlauf verfolgt wird. Überquert sie z. B. einen Teil des Gebirges, das eine Höhe von 3000 m aufweist, dann ist die daraus aus Abb. 1 abzulesende Korrektur von 80 gpm stromaufwärts bis zu einer Entfernung, die dem 24stündigen Windweg entspricht, am ξ-Feld anzubringen. Man erhält auf diese Weise eine gegenüber der ursprünglichen ξ-Verteilung korrigierte ξ'-Verteilung, die in Abb. 4 als strichlierte Linien zu erkennen ist. Wird nunmehr diese Feldverteilung mit dem räumlich gemittelten Stromfeld advektiert und wieder mit der Fjörtoftschen Mittelungsmethode daraus die Höhenänderung berechnet, wobei zu beachten ist, daß das $\Delta\,\xi$-Feld aus der Differenz zwischen dem unkorrigierten ξ-Feld von 25. Januar 1959 und dem gesteuerten korrigierten ξ'Feld (prognostiziertes ξ-Feld für den 26. Januar 1959) resultiert, so

ergibt sich eine Vorhersage, wie sie in Abb. 5*b* dargestellt ist. Man sieht sofort die wesentlich bessere Übereinstimmung mit der tatsächlich eingetroffenen Höhenänderung (Abb. 5*c*). Die starke Niveausenkung wird nun zwanglos erklärt und ist durch unsere Methode auch quantitativ (zu nahe 100%) richtig erfaßt worden. Dies kommt natürlich auch in den entsprechenden Korrelationskoeffizienten zum Ausdruck, die berechnet wurden, um ein objektives Maß für die Güte der Voraussage der Höhenänderung der 500 mb-Fläche zu erhalten. Es ergibt sich für den Fall der barotropen Vorhersage (Abb. 5*a*) $r = 0{,}68$, für den Fall mit Berücksichtigung der Orographie (Abb. 5*b*) $r = 0{,}85$. Zur Berechnung wurden insgesamt 30 Gitterpunkte herangezogen.

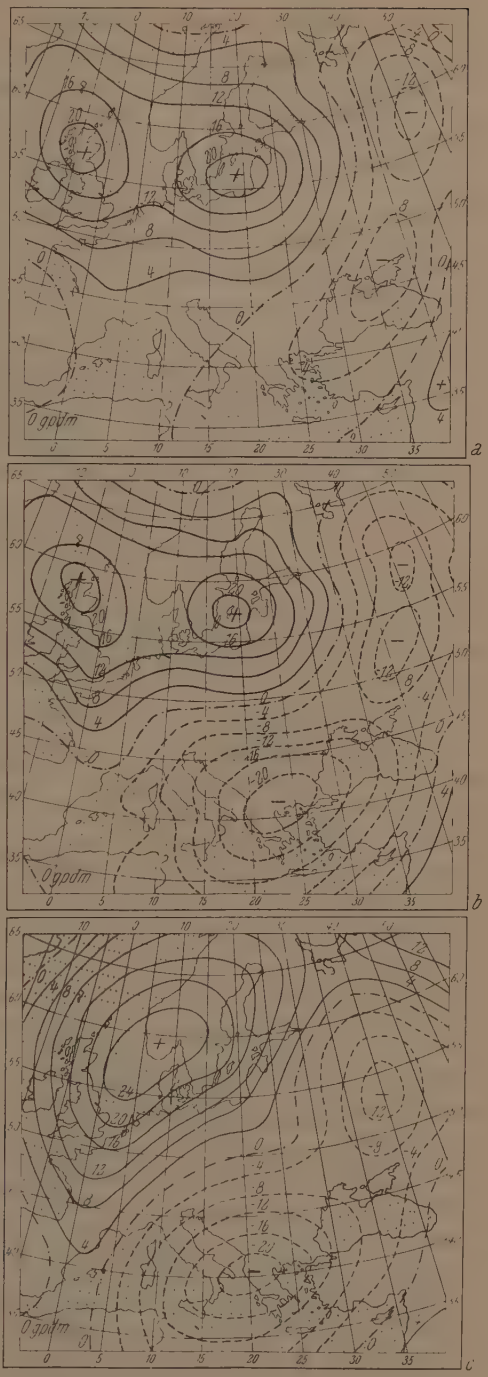


Abb. 5. ΔH-Verteilung (24 Std.)
a) nach FJÖRTOFT,
b) nach PICHLER-REUTER,
c) tatsächlich eingetroffen

Literatur

1. Reuter, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage, S. 111. Wien: Springer. 1954.
2. Eliassen, A.: Simplified Dynamic Models of the Atmosphere Designed for the Purpose of Numerical Weather Prediction. Tellus **4**, 145 (1952).
3. Estoque, M. A.: A Graphically Integrable Prediction Model Incorporating Orographic Influences. J. Met. **14**, 293 (1957).
4. Alaka, M. A.: Aviation Aspects of Mountain Waves. W.M.O.-Technical Notes No. 18, 5 (1958) (W.M.O.-No. 68. TP. 26).
5. Fjörtoft, R.: On a Numerical Method of Integrating the Barotropic Vorticity Equation. Tellus **4**, 179 (1952).
6. Reuter, H.: Grundlagen einer synoptisch-statistischen Theorie der Druckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 121 (1958).
7. Huber-Pock, F.: Ein statistisches Verfahren zur Verbesserung und Beschleunigung der graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 38 (1959).
8. Pichler, H.: Zur graphischen Integration der barotropen Wirbelgleichung nach Fjörtoft im 850 mb-Niveau. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 218 (1959).

551.510.52:551.524.7(436)

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Statistische Untersuchung der Inversionen im Luftraum über Wien

Von

Ferdinand Steinhauser

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Der Untersuchung liegen die Ergebnisse täglicher bis in die Stratosphäre reichender Radiosondenaufstiege von 3 Uhr und 15 Uhr MGT aus den Jahren 1952 bis 1956 zugrunde. Für jeden Termin und für jeden Monat werden die Häufigkeiten der Inversionen in der Troposphäre in Abhängigkeit von der Höhenlage der Untergrenzen für alle Inversionen und gesondert für die untersten Inversionen angegeben und die Besonderheiten der Jahresgänge der Inversionshäufigkeiten und ihrer Änderung mit der Höhe eingehend diskutiert. Es wird auch angeführt, wie oft in jedem Monat gleichzeitig mehrere Inversionen übereinander vorkommen. Eine Abbildung zeigt, daß der Übergang von großen Inversionshäufigkeiten in den untersten 3000 m im Winterhalbjahr zu kleinen Inversionshäufigkeiten im Sommerhalbjahr fast sprunghaft vom März zum April erfolgt, während der Wiederanstieg der Inversionshäufigkeit im Herbst etwas langsamer vor sich geht und sich auf die Zeit vom September bis zum November erstreckt. Zur Charakterisierung der Mächtigkeit der Inversionen werden für jeden Monat und für beide Termine für alle Inversionen und gesondert für die untersten Inversionen auch die Häufigkeiten der verschiedenen Schichtdicken der Inversionen mitgeteilt und ihre Änderungen im Laufe des Jahres wie auch die Häufigkeiten der verschiedenen Schichtdicken in Abhängigkeit von der Höhenlage der Untergrenze der Inversionen besprochen. Die Häufigkeit der Inversionen mit Schichtdicken kleiner als 400 m zeigt keinen ausgesprochenen Jahresgang, während die Inversionen mit Schichtdicken über 400 m im Winterhalbjahr viel häufiger vorkommen als im Sommerhalbjahr, wobei die Abnahme der Häufigkeit wieder vom März zum April fast sprunghaft erfolgt, die Zunahme der Häufigkeit dieser Inversionen im Herbst sich aber in einem langsameren Anstieg vom August bis Oktober erstreckt. Zur weiteren Charakterisierung der Struktur und der Mächtigkeit der Inversionen werden Häufigkeitsverteilungen der Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen und die Abhängigkeit

dieser Häufigkeitsverteilung sowie der Häufigkeitsverteilungen der Temperaturgradienten in den Inversionsschichten von der Höhenlage der Inversionen wiedergegeben und die Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversion zur Dicke der Inversionsschichten in Beziehung gesetzt.

Summary. The present investigation is based upon daily radio soundings, reaching the stratosphere, at 0300 and 1500 GMT in the years 1952 through 1956. The frequency of inversions in the troposphere and its dependence on the height of their lower boundary is given for all inversions at each observation time and month. The same is given for the lowest inversions only. The pecularities of the annual variation of the inversion frequencies and their variations with height are discussed in detail. Further, the frequency of multiple inversions is stated for each month. The transition of inversion frequencies in the first 3000 metres from high values in the winter semester to low values in the summer semester occurs almost discontinuously between March and April, and is shown in a graph. The increase of the inversion frequency between September and November is somewhat slower. The vertical extent of inversion layers for each month and observation time is given for all inversions and, separately, for the lowest inversions only. The frequencies of the vertical extent of inversion layers and their variations during the year as well as their dependence on the height of the lower boundary of the inversions are discussed. The frequency of inversions with a thickness less than 400 metres shows no pronounced annual variation, and the inversions with a thickness greater than 400 metres are much more frequent in the winter than in the summer. There is a sudden drop of frequencies between March and April and a more gradual increase between August and October. A further characterization of the structure and vertical extent of inversions is given by the frequency distributions of temperature differences between upper and lower boundary of the inversions. These frequency distributions as well as the frequency distributions of temperature gradients within the inversion layer and their dependence upon the height of the inversion are presented. Finally the relations between temperature difference from upper to lower boundary and thickness of the inversion are discussed.

Résumé. Les résultats des radio-sondages quotidiens de 3 h. et de 15 h. (1952—1956) ayant atteint la stratosphère forment la base de cette étude qui examine la fréquence des inversions troposphèriques en fonction de leur altitude et de leur répartition au cours de l'année et qui recherche avec quelle fréquence ces inversions sont multiples. Les nombreuses inversions hivernales au-dessous de 3000 m. se raréfient brusquement de mars à avril, tandis qu'elles augmentent de nouveau, mais progressivement, de septembre à novembre. L'importance des inversions est mise en évidence par leur épaisseur dont l'auteur étudie la répartition de fréquence en fonction de l'époque de l'année et de l'altitude. Les inversions d'épaisseur inférieure à 400 m. présentent une fréquence à peu près constante au cours de l'année, tandis que celles qui ont plus de 400 m. sont nettement plus fréquentes en hiver; là aussi le passage du régime hivernal à celui d'été se fait brusquement de mars à avril, et le passage inverse d'août à octobre, progressivement. Enfin les différences de température entre la base et le sommet de l'inversion ainsi que le gradient vertical de température dans l'inversion sont considérés en fonction de leur altitude; l'écart de température base-sommet est également examiné par rapport à l'épaisseur de l'inversion.

Inversionen stellen ein wichtiges Charakteristikum der Struktur der Atmosphäre dar. Sie können bekanntlich aus verschiedenen Ursachen entstehen. Die Kenntnis der Art des Zustandekommens der einzelnen Inversionen gibt jeweils den Synoptikern Hinweise auf für die Beurteilung der Wetterlage bedeutungsvolle Vorgänge in der freien Atmosphäre. Der Prognostiker kann aus dem Vorhandensein von Inversionen und aus ihrer Mächtigkeit verschiedentlich Folgerungen auf Entwicklungsmöglichkeiten des Wetters und insbesondere auf die Entstehungsmöglichkeit, Höhenerstreckung und Höhenlage von bestimmten Wolkenarten, aber auch auf die Beständigkeit von Nebellagen u. dgl. ziehen. In neuerer Zeit werden dem Vorkommen von Inversionen auch im Zusammenhang mit Problemen der Ausbreitung von Luftverunreinigungen und Gasen sowie der Verteilungsmöglichkeit radioaktiver Abfallprodukte von Atomkraftwerken und von Atombombenversuchen Beachtung geschenkt. In dieser Hinsicht ist besonders die Höhenlage der jeweils untersten Inversion und ihre Mächtigkeit von Interesse. Sowohl vom rein wissenschaftlichen Gesichtspunkt wie auch im Hinblick auf die Bedeutung der Inversionen für die Praxis des Wetterdienstes und für die Beurteilung der Ausbreitungsmöglichkeiten von Luftbeimengungen erscheint eine statistische Bearbeitung der Inversionen auf Grund vollständiger aerologischer Beobachtungsreihen angebracht.

Der Untersuchung wurden die Beobachtungsergebnisse der Radiosondenstation der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien aus den 5 Jahren 1952 bis 1956 zugrundegelegt. Die Aufstiege reichten durchwegs bis in die Stratosphäre und wurden täglich zu den internationalen Terminen 3 und 15 MGT durchgeführt. Die Untersuchung beschränkt sich auf den Höhenbereich bis 9000 m und umfaßt damit praktisch alle Inversionen der Troposphäre. Die Tropopauseninversion wurde bereits in einer früheren Untersuchung behandelt [*1*].

1. Häufigkeit und Höhenlage der Inversionen

Einen Überblick über die Häufigkeit von Inversionen in den einzelnen Monaten und zugleich auch über ihre Höhenlage gibt für beide Termine die Tabelle 1. Die Höhenlage der Inversionen ist dabei nach ihren Untergrenzen beurteilt worden. Mit Rücksicht auf das besondere Interesse, das, wie oben erwähnt, der Höhenlage der untersten Inversionen zukommt, sind in Tabelle 1 die Häufigkeiten der untersten Inversionen zusätzlich angeführt. Die bereits vom Boden aus beginnenden Inversionen wurden gesondert ausgezählt. Es ergab sich, daß nachts Bodeninversionen sehr häufig vorkommen (Tabelle 1 A); im Durchschnitt wurden pro Jahr an 142 Tagen nächtliche Bodeninversionen gezählt. Bemerkenswert ist, daß die nächtlichen Bodeninversionen einen ausgesprochenen Jahresgang mit einem überwiegenden Häufigkeitsmaximum im August und einem Häufigkeitsminimum im Dezember zeigen. Tagsüber verschwinden die Bodeninversionen fast durchwegs (Tabelle 1 B); nur an durchschnittlich 6 Tagen pro Jahr wurden auch zum 15 Uhr-Termin Bodeninversionen festge-

Tabelle 1. *Häufigkeitsverteilung der Höhen der Untergrenzen der untersten Inversion (a) und aller Inversionen (b) über Wien um 3 Uhr und 15 Uhr in den Jahren 1952 bis 1956*

Untergrenze		Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
A. 3 Uhr														
Boden		25	27	54	67	79	74	83	101	83	76	24	18	711
100—500	a	19	16	11	9	8	9	10	3	11	9	17	17	139
	b	22	16	13	9	9	11	11	9	11	9	18	18	156
501—1000	a	37	31	18	10	7	12	9	8	6	18	33	47	236
	b	43	37	31	14	15	20	17	14	14	28	41	52	326
1001—1500	a	16	21	23	13	2	5	3	4	12	6	26	25	156
	b	32	36	40	20	13	12	8	9	23	26	48	45	312
1501—2000	a	14	16	6	.	7	4	3	4	2	8	8	10	82
	b	27	51	18	10	12	13	11	15	20	27	27	30	261
2001—3000	a	20	10	15	13	14	7	9	5	10	16	15	9	143
	b	42	39	46	38	38	25	33	30	29	39	50	40	449
3001—4000	a	5	5	5	6	6	6	11	2	7	3	3	4	63
	b	17	21	20	26	21	25	34	25	35	32	27	25	308
4001—5000	a	1	1	3	3	3	5	1	1	5	.	3	3	29
	b	14	10	12	10	12	21	13	23	29	12	17	22	195
5001—6000	a	1	2	2	1	2	1	2	.	4	.	3	.	18
	b	8	8	8	6	3	4	14	8	14	6	5	1	85
6001—7000	a	.	1	.	1	.	1	2	1	.	1	.	.	7
	b	2	3	1	1	.	3	7	6	2	5	1	1	32
7001—8000	a	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	b	.	.	.	.	1	1	1	2	3	1	.	.	9
8001—9000	a	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	b	.	.	.	.	.	1	.	.	.	1	.	.	2
B. 15 Uhr														
Boden		4	.	2	.	1	2	.	2	.	5	5	8	29
100—500	a	16	8	4	2	4	4	2	3	.	10	7	19	79
	b	16	8	4	2	4	4	2	3	.	10	7	19	79
501—1000	a	44	42	25	2	3	4	4	3	8	26	47	49	257
	b	48	44	27	2	3	4	5	3	9	26	49	51	271
1001—1500	a	36	33	30	12	10	14	7	6	27	26	34	14	249
	b	55	43	40	12	10	15	7	7	27	33	47	39	335
1501—2000	a	11	12	23	11	13	15	8	16	12	19	18	18	176
	b	31	26	33	12	14	15	8	16	17	28	34	35	269
2001—3000	a	12	14	15	30	30	24	24	17	24	20	12	13	235
	b	41	46	26	33	33	31	29	20	34	40	47	44	424
3001—4000	a	8	4	3	10	12	11	21	25	13	8	6	9	130
	b	22	17	13	17	18	21	27	39	27	28	35	29	293
4001—5000	a	1	2	5	3	8	3	10	9	5	8	1	3	58
	b	9	6	13	7	15	15	11	19	18	15	18	12	158
5001—6000	a	1	1	2	3	4	1	14	5	2	4	1	1	39
	b	5	5	6	4	6	3	21	12	6	12	3	3	86
6001—7000	a	.	.	.	2	1	1	1	2	.	.	.	.	7
	b	5	1	1	2	4	1	2	5	3	4	2	.	30
7001—8000	a	.	.	2	1	.	.	.	1	.	.	.	.	4
	b	.	.	2	1	.	1	1	2	.	.	.	.	7
8001—9000	a	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	1
	b	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	1

stellt und die meisten davon fallen auf den Spätherbst und Winter. Bei der Entwicklung von Bodeninversionen spielen auch örtliche Verhältnisse eine große Rolle. Es ist verständlich, daß sich bei dem vorwiegend schönem Sommerwetter in Wien durch nächtliche Ausstrahlung bis zum Morgentermin häufig niedrige Bodeninversionen bilden, die durch die Einstrahlung tagsüber wieder aufgelöst werden. In Wien haben z. B. im Juli mehr als $^3/_4$ aller Tage über 5 Stunden Sonnenschein und mehr als die Hälfte aller Tage sogar über 9 Stunden Sonnenschein; das Bewölkungsmittel zum Abendtermin beträgt im August nur 4,5. [*2*]. Daß die Bodeninversionen im Winterhalbjahr so viel seltener vorkommen, mag damit zusammenhängen, daß im Winter über der Donauniederung häufig eine stationäre Hochnebeldecke liegt, wobei die zugehörige Inversion naturgemäß meist vom Boden abgehoben ist (im Dezember gibt es 19,1 trübe Tage und nur 1.3 heitere Tage; das Bewölkungsmittel zum Abendtermin beträgt im Dezember 7,7 [*2*]). Außerdem spielt wahrscheinlich auch noch eine Rolle, daß die Stadtluft im Winterhalbjahr als Folge der Wohnraumheizung und der durch den dabei stark entwickelten Stadtdunst gegebenen Verminderung der Ausstrahlung nachts nicht so stark abkühlt, wie die freie Landluft [*3*, *4*], wodurch die Inversion ebenfalls vom Boden abgehoben und an die Obergrenze der Dunstschicht verlagert werden kann.

In der freien Atmosphäre weisen die Inversionen in allen Höhenschichten bis 3000 m durchwegs ein Häufigkeitsmaximum im Winter auf, und zwar sowohl bei Nacht wie auch bei Tag. Dies gilt auch schon für die Höhenschicht von 100 bis 500 m, in der im Winter nachts bereits mehr als doppelt so viel und am Nachmittag sogar fünfmal so viel Inversionen vorkommen, wie im Sommer. In den meisten Fällen sind die Inversionen dieser Höhenschicht zugleich auch die untersten Inversionen. Erst in der Höhenschicht von 500 bis 1000 m tritt bereits häufig eine zweite Inversion auf, unter der gleichzeitig in tieferen Schichten sich schon eine Inversion findet. Es ist dies nachts durchschnittlich an 18 Tagen pro Jahr, am Nachmittag aber nur an 3 Tagen der Fall. In dieser Schicht werden nachts unter allen 500 m dicken Höhenschichten am häufigsten Inversionen gezählt, nämlich an 65 Tagen des Jahres. Der Jahresgang der Häufigkeit von Inversionen ist hier sehr deutlich entwickelt; im Winter kommen in dieser Schicht nachts fast dreimal und am Nachmittag sogar zwölfmal so oft Inversionen vor wie im Sommer. Die aus den Tabellen 1 A und 1 B ersichtliche Tatsache, daß im Spätherbst und im Winter die Inversionshäufigkeit in 500 bis 1000 m Höhe von nachts bis zum Nachmittag sich kaum ändert, bezeugt die Beständigkeit dieser winterlichen Inversionslagen, die meist an Hochnebeldecken oder an die Obergrenze der Stadtdunstschicht gebunden sind, und läßt erkennen, daß die Hochnebeldecken wie auch die Stadtdunstschicht ihre Obergrenze vorwiegend in dieser Höhenlage haben.

Auch in der Höhenschicht von 1000 bis 1500 m kommen noch sehr häufig Inversionen vor. Am Nachmittag fallen unter allen 500 m dicken Schichten sogar die meisten Inversionen in diese Schicht; sie kommen hier durchschnittlich an 67 Tagen des Jahres vor. Der Jahresgang der

Häufigkeiten ist in dieser Höhenschicht ebenso deutlich ausgeprägt, wie in der eben besprochenen darunter liegenden Schicht. Daß die Inversionen dieser Schicht die untersten Inversionen sind, ist bereits viel seltener der Fall als in den unteren 1000 m. Immerhin kommt dies nachts noch in der Hälfte der Fälle, das ist an durchschnittlich 31 Tagen des Jahres, und am Nachmittag noch in drei Viertel der Fälle, das ist an durchschnittlich 50 Tagen des Jahres vor.

In der Schicht von 1500 bis 2000 m ist die Zahl der Inversionen im allgemeinen wieder geringer als in der darunter liegenden 500 m dicken Schicht. Im Durchschnitt gibt es dort pro Jahr nachts an 52 Tagen und am Nachmittag an 54 Tagen Inversionen, von denen nachts nur mehr ungefähr einhalb und nachmittag noch zwei Drittel zugleich auch unterste Inversionen darstellen. Auch die Jahresschwankung der Inversionshäufigkeit ist in dieser Schicht bereits abgeschwächt. Im Winter gibt es dort nachts noch etwas mehr als zweieinhalbmal so viel, am Nachmittag aber nicht einmal mehr zweieinhalbmal so viel Inversionen wie im Sommer. Während in den übrigen Jahreszeiten die Zahl der Inversionen von der Höhenschicht 1000 bis 1500 m zur Schicht 1500 bis 2000 m sowohl bei Nacht wie auch am Nachmittag abgenommen hat, hat sie im Sommer noch etwas zugenommen. Im Sommer sind nachmittags alle Inversionen dieser Schicht zugleich auch unterste Inversionen, während im Winter dies nicht einmal mehr bei zwei Fünftel aller Inversionen der Fall ist. Dadurch kommt es, daß die Häufigkeit der Inversionen dieser Schicht, die zugleich unterste Inversionen darstellen, am Nachmittag überhaupt keine ausgesprochene Jahresschwankung mehr zeigt. Dies ist auch aus Tabelle 2 zu ersehen, die nach Jahreszeiten zusammengefaßt und bezogen auf den Durchschnitt eines Jahres für die verschiedenen Höhenstufen die Anzahl der Tage mit Inversionen überhaupt und die Zahl der Tage mit untersten Inversionen in diesen Höhenstufen angibt. Aus dem Vergleich der Häufigkeiten der untersten Inversionen wird deutlich, um wieviel die vertikale Durchmischungsmöglichkeit unter der untersten Inversion im Sommer höher reicht als im Winter, was sich auch in der Verteilung der Luftbeimengungen sehr stark auswirkt.

In den Höhen oberhalb 2000 m sind in Tabelle 1 und Tabelle 2 die Häufigkeitsangaben für je 1000 m dicke Schichten zusammengefaßt. Es ist daraus ersichtlich, daß nachts die Gesamtzahl der Inversionen im Herbst und im Winter oberhalb 2000 m mit der Höhe rasch abnimmt, daß aber im Frühling und im Sommer die Inversionshäufigkeit in 2000 bis 3000 m Höhe gegenüber den unteren gleich dicken Schichten noch zugenommen hat und erst ab 3000 m eine Abnahme mit der Höhe erfolgt. Am Nachmittag beschränkt sich die Zunahme der Inversionshäufigkeit von 1000 bis 2000 m auf 2000 bis 3000 m nur mehr auf den Sommer und setzt sich dort auch noch in der Höhenstufe 3000 bis 4000 m fort. Erst oberhalb 4000 m wird auch im Sommer am Nachmittag die Inversionshäufigkeit mit zunehmender Höhe kleiner. Auch der Jahresgang der Inversionshäufigkeit ändert sich mit der Höhe wesentlich. Nachts

Tabelle 2. *Durchschnittliche Zahl der Tage mit Inversionen in verschiedenen Höhenlagen (Zahl pro Jahreszeit und Jahr)*

Höhenstufe m	Boden	100 — 500	500 — 2000	1000 — 1500	1500 — 2000	2000 — 3000	3000 — 4000	4000 — 5000	5000 — 6000	6000 — 7000	7000 — 8000	8000 — 9000	Summe	< 3000	> 3000
3 Uhr															
a) unterste Inversionen															
Frühling	40,0	5,6	7,0	7,6	2,6	8,4	3,4	1,8	1,0	0,2	—	—	77,6	71,6	6,4
Sommer	51,6	4,4	5,8	2,4	2,2	4,2	3,8	1,4	0,6	0,8	—	—	77,2	70,6	6,6
Herbst	36,6	7,4	11,4	16,6	3,6	8,2	2,6	1,6	1,4	0,2	—	—	89,6	83,8	5,8
Winter	14,0	10,4	23,0	12,4	8,0	7,8	2,8	1,0	0,6	0,2	—	—	80,2	75,6	4,6
Jahr	142,2	27,8	47,2	39,0	16,4	28,6	12,6	5,8	3,6	1,4	—	—	324,6	301,2	23,4
b) alle Inversionen															
Frühling	40,0	6,2	12,0	14,6	8,0	24,4	13,4	7,8	3,4	0,4	0,2	—	130,4	105,2	25,2
Sommer	51,6	6,2	10,2	5,8	7,8	17,6	16,8	11,4	5,2	3,2	0,8	0,2	136,8	99,2	37,6
Herbst	36,6	7,6	16,6	19,4	14,8	23,6	18,8	11,6	5,0	1,6	0,8	0,2	156,6	118,6	38,0
Winter	14,0	11,2	26,4	22,6	21,6	24,2	12,6	9,2	3,4	1,2	—	—	146,4	120,0	26,4
Jahr	142,2	31,2	65,2	62,4	52,2	89,8	61,6	40,0	17,0	6,4	1,8	0,4	570,2	443,0	127,2
15 Uhr															
a) unterste Inversionen															
Frühling	0,6	2,0	6,0	10,4	9,4	15,0	5,0	3,2	1,8	0,6	0,6	—	54,6	43,4	11,2
Sommer	0,8	1,8	2,2	5,4	7,8	13,0	11,4	4,4	4,0	0,8	0,2	0,2	52,0	31,0	21,0
Herbst	2,0	3,4	16,2	17,4	9,8	11,2	5,4	2,8	1,4	—	—	—	69,6	60,0	9,6
Winter	2,4	8,6	27,0	16,6	8,2	7,8	4,2	1,2	0,6	—	—	—	76,6	70,6	6,0
Jahr	5,8	15,8	51,4	49,8	35,2	47,0	26,0	11,6	7,8	1,4	0,8	0,2	252,8	205,0	47,8
b) alle Inversionen															
Frühling	0,6	2,0	6,4	12,4	11,8	18,4	9,6	7,0	3,2	1,4	0,6	—	73,4	51,6	21,8
Sommer	0,8	1,8	2,4	5,8	7,8	16,0	17,4	9,0	7,2	1,6	0,8	0,2	70,8	34,6	36,2
Herbst	2,0	3,4	16,8	21,4	15,8	24,2	18,0	10,2	4,2	1,8	—	—	117,8	83,6	34,2
Winter	2,4	8,6	28,6	17,4	18,4	26,2	13,6	5,4	2,6	1,2	—	—	124,4	101,6	22,8
Jahr	5,8	15,8	54,2	57,0	53,8	84,8	58,6	31,6	17,2	6,0	1,4	0,2	386,4	271,4	115,0

fällt wohl in der Schicht von 2000 bis 3000 m das Häufigkeitsmaximum noch auf das Winterhalbjahr, es ist aber nur mehr wenig größer als das Häufigkeitsminimum im Sommer; in den Schichten oberhalb 3000 m verläuft aber der Jahresgang der Inversionshäufigkeiten bereits invers zum Jahresgang in den unteren Schichten und weist die größten Inversionshäufigkeiten im Sommer und Herbst auf und die kleinsten im Winter und Frühling. Ähnlich liegen die Verhältnisse auch am Nachmittag.

Bei den oberen Höhenstufen ist zu berücksichtigen, daß für diese Statistik nur solche Inversionen gezählt wurden, die nicht zugleich Tropopauseninversionen waren oder bereits in der Stratosphäre lagen. Nach der vorher erwähnten Untersuchung der Tropopausenhöhe über Wien [*1*] ist mit den in Tabelle 3 angeführten Häufigkeiten der Tropopauseninversion in Höhen unterhalb 10 000 m im Durchschnitt pro Jahr zu rechnen.

Tabelle 3. *Zahl der Tage pro Jahr mit Tropopausenhöhen unterhalb 10000 m Höhe*

	3 Uhr				15 Uhr			
Höhenstufen m	6000 —7000	7000 —8000	8000 —9000	9000 —10000	6000 —7000	7000 —8000	8000 —9000	9000 —10000
Frühling	—	2,0	7,4	18,8	0,4	1,8	6,6	19,2
Sommer	—	0,2	0,8	6,8	0,2	0,2	1,4	5,8
Herbst	—	0,4	2,0	7,0	—	0,8	2,0	5,8
Winter	0,6	4,0	13,0	20,8	0,8	3,8	13,6	20,4
Jahr	0,6	6,6	23,2	53,4	1,4	6,6	23,6	51,2

Einen anschaulichen Überblick über den Jahresgang der Inversionshäufigkeiten in den verschiedenen Höhenstufen bietet Abb. 1, die in ihrem Kurvenverlauf die Häufigkeiten der Inversionen, die unterhalb bestimmter Höhen liegen, zeigt. Die Weite des Kurvenabstandes gibt zugleich die Änderung der Inversionshäufigkeit von einer Höhenstufe zur nächsten. Es wird daraus vor allem die große Inversionshäufigkeit in allen Höhenstufen unterhalb 3000 m im Winter und die bedeutend kleinere Häufigkeit in den Sommermonaten in diesem Höhenbereich ersichtlich. Durch die für die Kurvendarstellung der Abb. 1 vorgenommene Summierung von den Bodeninversionen angefangen über alle Höhenstufen kommt es, daß in Abb. 1 *a* die Jahresgänge der Häufigkeiten der Inversionen der freien Atmosphäre wegen der großen Häufigkeit der Bodeninversionen im Sommer nicht so deutlich zum Ausdruck kommen, wie in Abb. 1 *b*, die die Jahresgänge für den Nachmittag zeigt. Hierin tritt klar die Tatsache hervor, daß der Übergang vom Winter- zum Sommertypus fast sprunghaft erfolgt. Die Inversionshäufigkeit nimmt im Frühling am stärksten vom März zum April hin ab. Der Anstieg der Inversionshäufigkeit im Herbst erfolgt weniger abrupt und erstreckt sich in einer gleichmäßigen Zunahme auf die Zeit vom September bis zum November. Vom November bis Januar sind in den einzelnen Monaten die Inversionshäufigkeiten fast gleich hoch und im Sommer sind sie vom April bis August fast gleich

niedrig. Durch die Zusammenfassung nach Jahreszeiten werden demnach natürliche Zeitabschnitte zerrissen. Dies ist bei der Beurteilung der Werte in Tabelle 2 zu bedenken.

Zur Beurteilung der Struktur der Troposphäre ist es auch von Bedeutung, festzustellen, wie viele Inversionen gleichzeitig bei einem einzigen Radiosondenaufstieg erfaßt werden. Für die 5jährige Beobachtungs-

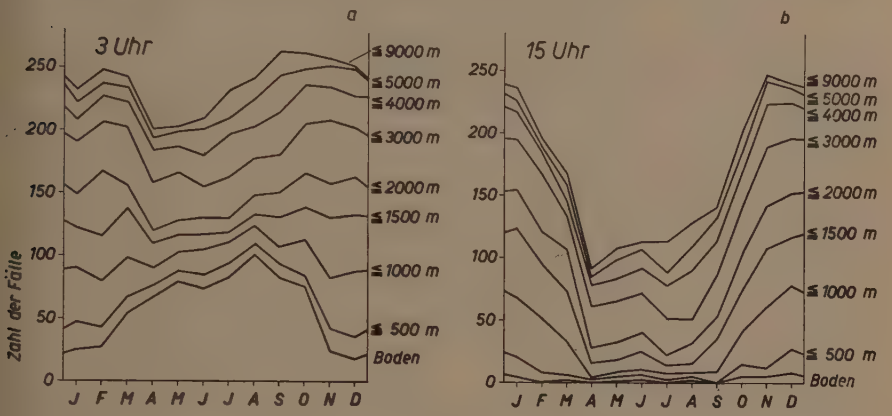


Abb. 1. Jahresgang der Häufigkeit der Höhenlagen der Untergrenzen der Inversionen unterhalb bestimmter Höhenstufen

periode zeigt Tabelle 4 für beide Termine getrennt, wie oft in den einzelnen Monaten nur eine Inversion oder mehrere Inversionen gleichzeitig den Radiosondenmeldungen entnommen werden konnten. Es ist natürlich zu erwarten, daß belanglos kleine Inversionen nicht immer erfaßt oder ausgewertet worden sind.

Tabelle 4. *Häufigkeiten der bei den einzelnen Radiosondenaufstiegen erfaßten gleichzeitigen Inversionen in der Troposphäre über Wien (1952 bis 1956)*

3 Uhr

Zahl der Inversionen	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
1	74	54	60	65	72	56	60	52	59	45	49	65	711
2	43	38	52	34	45	51	50	59	48	64	50	34	568
3	16	26	22	20	7	16	17	27	29	29	23	28	250
4	6	10	2	2	5	1	3	4	4	1	9	9	56
5	.	.	1	.	.	.	2	1	1	.	1	.	6

15 Uhr

1	62	55	69	62	68	54	71	58	57	70	56	63	745
2	43	46	31	15	14	22	18	25	29	42	49	44	378
3	24	13	12	.	4	4	2	4	6	11	21	19	120
4	4	2	.	.	.	1	.	2	2	4	5	7	27
5	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	2	1	4

In der Häufigkeit des Auftretens von nur einer Inversion im ganzen Bereich der Troposphäre einschließlich der Bodeninversionen zeichnet sich kein deutlicher Jahresgang ab. Im Durchschnitt gibt es im Jahr 142 Tage mit nur einer Inversion zur Nachtzeit und 149 Tage mit nur einer Inversion am Nachmittag. Es besteht demnach auch kein nennenswerter Unterschied zwischen Tag und Nacht. Auch in der Häufigkeit des Auftretens von zwei Inversionen zur Nachtzeit ist kein deutlicher Jahresgang festzustellen. Während im Sommer zur Nachtzeit zwei Inversionen fast an ebensoviel Tagen vorkommen wie nur eine Inversion, werden gleichzeitig zwei Inversionen im Winter und Frühling wesentlich seltener beobachtet. Im Jahresdurchschnitt treten nachts zwei Inversionen an 114 Tagen, das ist ungefähr eineinhalbmal so häufig auf, wie am Nachmittag (76 Tage), was vorwiegend auf die im Sommer nur nachts vorkommenden Bodeninversionen zurückzuführen ist. Dies zeigt sich auch darin, daß am Nachmittag die Häufigkeit des Vorkommens von zwei Inversionen im Herbst und Winter ungefähr zweimal so groß ist wie im Frühling und Sommer. Tage, an denen gleichzeitig drei Inversionen vorkommen gibt es nachts pro Jahr ungefähr doppelt so oft (50 Tage) wie am Nachmittag (24 Tage) und im Herbst und Winter nachts merklich öfter, am Nachmittag aber sogar drei- bis viermal sooft wie im Frühling und im Sommer. Gleichzeitig vier Inversionen werden pro Jahr nur mehr an 11 Tagen und am Nachmittag nur mehr an 5 Tagen beobachtet. Der Jahresgang ihres Vorkommens ist sowohl nachts wie auch am Nachmittag mit im Herbst und Winter größeren Häufigkeiten als im Frühling und Sommer deutlich ausgeprägt.

2. Die Dicke der Inversionsschichten

Die Bedeutung der Inversion hängt wesentlich von ihrer Schichtdicke ab. Je größer diese ist, ein umso stärkeres Hindernis wird eine Inversion den Vertikalbewegungen entgegensetzen und um so mehr müßte die darunter liegende Schicht aufgeheizt werden, um die Inversion zu beseitigen. In diesem Sinne ist auch wieder die Mächtigkeit der untersten Inversionsschichten von praktischem Interesse. Deshalb sind in Tabelle 5, die eine Übersicht über die Häufigkeiten der verschiedenen Schichtdicken in den einzelnen Monaten des Jahres für beide Termine auf Grund von fünfjährigen Radiosondenaufstiegen gibt, wieder die untersten Inversionsschichten unter allen Inversionen besonders hervorgehoben. Um die Unterschiede im Jahresgang und im Tagesgang besser zum Ausdruck zu bringen, sind in Tabelle 6 auch noch für jede Jahreszeit und für Nacht und Nachmittag getrennt die prozentuellen Häufigkeitsverteilungen der Inversionsschichtdicken zusammengestellt.

Am häufigsten kommen Inversionen von einer Mächtigkeit von 100 bis 200 m vor. Nachts sind diese Schichtdicken in der Gesamtheit aller Inversionen etwa zweieinhalb bis dreimal so oft vertreten wie Schichtdicken unter 100 m; bei den untersten Inversionen allein ist dies nur etwa zwei bis zweieinhalbmal sooft der Fall. Bei den Inversionen mit

Schichtdicken kleiner als 400 m ist nachts kein deutlicher Jahresgang der Häufigkeit festzustellen. Dagegen ist bei Inversionen mit Schicht-

Tabelle 5. *Häufigkeitsverteilung der Schichtdicken der untersten Inversionen (a) und aller Inversionen (b) über Wien um 3 Uhr und 15 Uhr in den Jahren 1952 bis 1956*

Schichtdicke		Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
3 Uhr														
≦ 100 m	a	15	19	15	17	16	19	20	10	16	12	12	15	186
	b	27	27	21	31	25	27	33	19	30	27	26	30	323
101— 200 m	a	36	29	32	38	50	35	37	36	41	24	32	34	424
	b	70	72	72	69	84	77	75	92	90	59	70	83	913
201— 300 m	a	21	25	26	19	22	25	31	37	27	29	20	26	308
	b	44	52	51	36	40	43	58	65	59	62	50	45	605
301— 400 m	a	16	15	24	21	18	17	24	23	20	29	17	16	240
	b	25	30	38	30	27	29	37	33	35	50	40	27	401
401— 600 m	a	29	28	27	19	16	22	18	20	16	23	30	21	269
	b	40	42	40	24	18	25	22	24	27	39	45	36	382
601— 800 m	a	10	8	10	8	6	6	1	4	12	12	15	10	102
	b	13	15	14	10	7	9	6	6	13	17	19	17	146
801—1000 m	a	6	4	1	1	.	.	1	2	4	4	5	5	33
	b	7	6	4	1	2	.	1	3	4	4	7	8	47
1001—1500 m	a	5	1	2	.	.	.	1	.	4	4	.	6	23
	b	6	3	3	.	.	.	1	.	5	4	.	6	28
> 1500 m	a	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	2
	b	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	2
15 Uhr														
≦ 100 m	a	21	7	10	13	7	5	8	8	10	11	14	14	128
	b	30	14	13	15	11	7	11	14	16	16	34	30	211
101— 200 m	a	35	42	41	26	37	34	40	38	28	43	34	43	441
	b	70	77	60	32	44	54	49	50	48	76	77	84	721
201— 300 m	a	24	23	26	11	31	20	29	19	27	24	27	27	288
	b	51	38	41	17	35	25	37	33	39	44	60	46	466
301— 400 m	a	20	10	14	13	3	15	7	20	12	26	19	19	178
	b	30	20	24	13	6	18	8	24	18	39	28	34	262
401— 600 m	a	19	18	11	11	4	7	6	1	8	17	20	15	137
	b	35	26	15	13	7	10	6	4	13	21	27	23	200
601— 800 m	a	8	8	7	1	3	.	1	1	5	4	10	10	58
	b	12	11	10	1	4	.	2	1	5	4	14	13	77
801—1000 m	a	4	4	2	1	1	.	.	1	1	1	2	2	19
	b	5	5	3	1	1	.	.	1	1	1	2	5	25
1001—1500 m	a	2	4	.	.	.	.	.	1	.	.	5	4	16
	b	2	5	.	.	.	.	.	1	1	.	5	5	19
> 1500 m	a	.	.	.	.	.	.		.	.	.	.	.	.
	b	1	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2

dicken größer als 400 m ein sehr ausgeprägter Jahresgang mit einem Häufigkeitsmaximum im Winter und einem Häufigkeitsminimum im Sommer vorhanden. Im Durchschnitt wurden zum 3 Uhr-Termin pro Jahr Inversionen mit Schichtdicken über 400 m im Frühling 25mal, im

Sommer 19mal, im Herbst 37mal und im Winter 40mal beobachtet, während die Inversionen mit Schichtdicken kleiner als 400 m pro Jahr im Frühling 105mal, im Sommer 118mal, im Herbst 120mal und im Winter 106mal vorkamen. Es sind demnach Inversionen geringerer Mächtigkeit nachts im Winter und Frühling etwas seltener als im Sommer und Herbst, während Inversionen mit größeren Schichtdicken

Tabelle 6. *Prozentuelle Häufigkeit der verschiedenen Schichtdicken von Inversionen*

Schichtdicke m	≦ 100	100 — 200	200 — 300	300 — 400	400 — 600	600 — 800	800 — 1000	1000 — 1500	> 1500	> 400
3 Uhr										
a) unterste Inversionen										
Frühling .	12	31	17	16	16	6	1	1	—	24
Sommer .	13	28	24	16	15	3	1	0	—	19
Herbst ..	10	24	19	16	17	9	3	2	0	31
Winter ..	12	25	18	12	19	7	4	3	0	33
Jahr	12	27	19	15	17	7	2	1	0	27
b) alle Inversionen										
Frühling .	12	35	19	15	13	5	1	0	—	19
Sommer .	12	36	24	14	10	3	1	0	—	14
Herbst ..	11	28	22	16	14	6	2	1	0	23
Winter ..	12	31	19	11	16	6	3	2	0	27
Jahr	11	32	21	14	14	5	2	1	0	22
15 Uhr										
a) unterste Inversionen										
Frühling .	11	38	25	11	10	4	1	—	—	15
Sommer .	8	43	26	16	5	1	1	0	—	7
Herbst ..	10	30	23	16	13	6	1	1	—	21
Winter ..	11	31	19	13	14	7	3	2	—	26
Jahr	10	35	23	14	11	5	1	1	—	18
b) alle Inversionen										
Frühling .	11	37	25	12	10	4	1	—	0	15
Sommer .	9	43	27	14	6	1	0	0	—	7
Herbst ..	11	34	24	15	10	4	1	1	—	16
Winter ..	11	34	20	13	13	5	2	2	0	22
Jahr	11	36	24	13	10	4	1	1	0	16

im Winter mehr als doppelt so häufig vorkommen wie im Sommer. Inversionen mit Schichtdicken von 200 bis 300 m sind seltener als solche mit Schichtdicken von 100 bis 200 m, aber eineinhalb bis zweimal so häufig wie Inversionen mit Schichtdicken unter 100 m. Auch Inversionen mit Schichtdicken von 300 bis 400 m sind noch etwas häufiger als Inversionen mit Schichtdicken unter 100 m, aber bereits etwas seltener als Inversionen mit Schichtdicken von 200 bis 300 m (Tabelle 6).

Wesentlich anders liegen zum Großteil die Verhältnisse bei den Schichtdicken der Inversionen am Nachmittag. Auch hier sind zwar die Schichtdicken von 100 bis 200 m am häufigsten und zwar sogar drei bis fünfmal häufiger als Schichtdicken unter 100 m. Auch Schichtdicken von 200 bis

300 m kommen am Nachmittag wesentlich häufiger vor als Schichtdicken unter 100 m und zwar in den einzelnen Jahreszeiten zwei- bis dreimal so oft. Alle diese Verhältniszahlen gelten sowohl für die Gesamtheit aller Inversionen dieser Schichtdicken wie auch für die untersten Inversionen allein. Am Nachmittag sind aber zum Unterschied vom Nachttermin die Inversionen mit Mächtigkeiten unter 400 m im Winter und Herbst wesentlich häufiger als im Sommer und Frühling. Solche Inversionen kommen im Durchschnitt pro Jahr im Winter 105mal und im Herbst 99mal, im Sommer aber nur 66mal und im Frühling nur 62mal vor. Der Jahres-

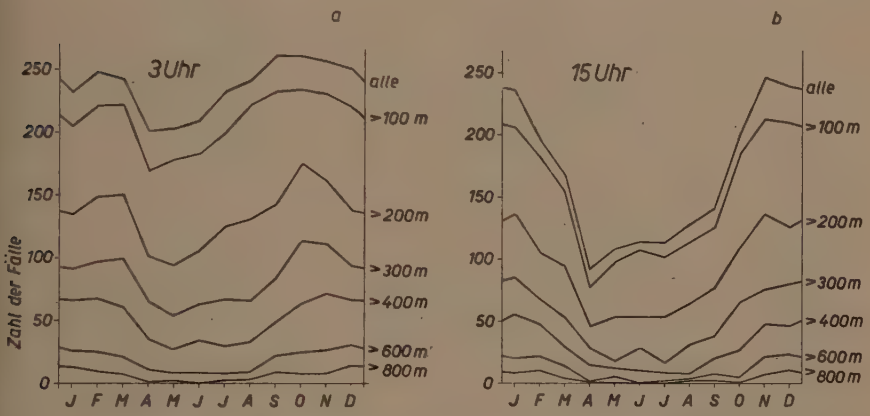


Abb. 2. Jahresgang der Häufigkeit der Inversionsschichtdicken über bestimmten Schwellenwerten

gang der Inversionen mit Schichtdicken von mehr als 400 m ist am Nachmittag noch deutlicher ausgeprägt als nachts. Im Durchschnitt werden pro Jahr solche Inversionen im Frühling 11mal, im Sommer 5mal, im Herbst 17mal und im Winter 30mal gezählt. Ihre Häufigkeit ist demnach im Winter 6mal so groß wie im Sommer. Was die prozentuelle Verteilung der Häufigkeiten der Inversionen auf die einzelnen Schichtdicken betrifft, so ist im Vergleich zu den nächtlichen Inversionen am Nachmittag der Anteil der Inversionen von 100 bis 200 m Dicke in allen Jahreszeiten wesentlich größer und außerdem im Sommer bedeutend größer als in den übrigen Jahreszeiten. Auch der prozentuelle Anteil der Inversionen mit Schichtdicken von 200 bis 300 m an allen Inversionen ist in allen Jahreszeiten mit Ausnahme des Winters am Nachmittag wesentlich größer als nachts und wieder im Sommer am größten (Tabelle 6).

Einen anschaulichen Überblick über die Änderungen der Häufigkeit der Schichtdicken gibt Abb. 2, die die Häufigkeit von Schichtdicken über bestimmten Schwellenwerten für beide Termine darstellt. In der Darstellung des Jahresganges zum 3 Uhr-Termin ist deutlich ersichtlich, daß der Jahresgang der Häufigkeit der Inversionen mit Schichtdicken von 400 m fast gleich hohe Häufigkeit in den einzelnen Monaten vom Ok-

Tabelle 7. *Häufigkeitsverteilung der Dicken der Inversionsschichten um 3 Uhr und um 15 Uhr in Abhängigkeit von der Höhenlage der Inversionen in den Jahren 1952 bis 1956*

Dicke der Inversionsschicht, m \ Untergrenze m	3 Uhr														15 Uhr												
	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	> 9000	Summe	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	> 9000	Summe
Frühling																												
≦ 100	23	3	6	5	3	20	6	5	5	1	.	.	.	77	1	.	3	8	7	7	6	5	1	1	.	.	.	39
101—200	59	8	22	22	13	46	31	19	3	1	1	.	.	225	.	6	7	22	17	40	18	10	12	2	2	.	.	136
201—300	34	4	10	9	13	26	15	10	6	.	.	.	.	127	1	1	7	16	11	24	13	16	2	1	1	.	.	93
301—400	31	7	9	13	5	19	9	.	2	.	.	.	.	95	1	1	4	9	10	7	8	3	.	.	.	.	.	43
401—600	41	5	7	12	4	8	5	.	.	.	.	.	.	82	.	2	5	4	10	8	2	1	.	3	.	.	.	35
601—800	9	3	6	7	2	3	.	.	1	.	.	.	.	31	.	.	3	3	2	6	.	.	1	.	.	.	.	15
801—1000	2	0	0	4	.	.	1	.	.	.	.	.	.	7	.	.	3	.	1	.	1	.	.	.	.	.	.	5
1001—1500	1	1	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	3	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
> 1500	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	1
Sommer																												
≦ 100	28	6	5	3	7	11	6	4	7	1	.	.	1	79	.	1	1	2	7	10	3	3	4	1	.	.	.	32
101—200	62	9	19	12	13	40	42	29	8	7	3	.	.	244	1	5	5	12	9	30	39	26	20	5	.	.	1	153
201—300	59	9	13	9	8	18	21	13	8	7	1	.	.	166	2	1	4	13	6	22	25	8	9	2	3	.	.	95
301—400	48	6	9	2	7	8	7	8	2	1	.	1	.	99	.	1	1	1	12	14	12	5	3	.	.	1	.	50
401—600	50	1	1	3	1	6	5	3	1	.	.	.	.	71	1	.	1	.	4	3	8	2	1	.	.	.	.	20
601—800	9	.	4	.	2	4	2	.	.	.	.	.	.	21	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	1	.	.	3
801—1000	2	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	4	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1
1001—1500	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	1	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1
> 1500	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Herbst

≤ 100	19	6	9	15	7	9	8	8	1	.	1	.	.	83	2	.	6	8	18	13	15	1	3	.	.	.	.	66
101—200	38	9	19	26	24	39	26	24	10	3	1	.	.	219	3	4	21	35	20	40	33	24	13	8	.	.	.	201
201—300	30	5	16	10	20	30	31	14	10	4	1	.	.	171	.	5	16	31	14	34	22	15	5	1	.	.	.	143
301—400	34	4	10	16	13	21	14	9	3	.	.	1	.	125	1	4	14	18	10	17	13	8	.	.	.	.	.	85
401—600	26	8	14	22	9	14	14	2	.	1	1	.	.	111	3	2	19	12	8	13	2	2	.	.	.	.	.	61
601—800	20	3	12	7	1	3	1	1	1	.	.	.	.	49	1	1	5	2	7	3	3	1	.	.	.	.	.	23
801—1000	8	3	1	1	.	2	.	.	.	.	.	.	.	15	.	.	1	.	1	1	1	.	.	.	.	.	.	4
1001—1500	7	.	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	9	.	1	2	1	1	.	1	.	.	.	.	.	.	6
> 1500	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Winter

≤ 100	9	6	10	16	12	13	10	3	4	1	.	.	.	84	3	10	11	14	8	15	8	4	.	1	.	.	.	74
101—200	12	12	20	37	36	54	25	20	7	2	.	.	.	225	1	14	43	42	39	51	25	6	7	3	.	.	.	231
201—300	9	14	19	20	27	15	18	14	4	1	.	.	.	141	4	8	30	20	16	33	14	7	3	.	.	.	.	135
301—400	10	8	16	10	12	18	5	3	.	.	.	.	.	82	2	1	16	20	11	14	15	4	1	.	.	.	.	84
401—600	18	8	37	18	12	14	3	5	2	1	.	.	.	118	2	5	16	23	14	13	4	4	2	1	.	.	.	84
601—800	7	2	15	5	6	7	2	.	.	1	.	.	.	45	.	4	16	9	2	4	.	.	.	1	.	.	.	36
801—1000	3	4	5	5	3	.	.	1	.	.	.	.	.	21	.	.	4	5	1	1	2	2	.	.	.	.	.	15
1001—1500	2	2	9	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	15	.	1	7	3	1	.	.	.	.	.	.	.	.	12
> 1500	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1

tober bis März und fast gleich niedrige Häufigkeitswerte vom April bis August zeigt. Es erfolgt demnach ein rascher Abfall der Häufigkeiten vom März zum April und ein ähnlicher, aber etwas langsamer Anstieg vom August bis Oktober. Bei den Inversionen mit Schichtdicken unter 400 m ist dagegen die Bandbreite das ganze Jahr hindurch annähernd gleich, was besagt, daß in diesen Schichten ein merklicher Jahresgang nicht besteht. Ein bemerkenswert anderes Bild bieten die Jahresgänge der Häufigkeiten der verschiedenen Schichtdicken der Inversionen zum 15 Uhr-Termin. Hier fällt wieder der Jahresgang der Häufigkeit der mächtigen Inversionen mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Sommer auf, aber es zeigt sich deutlich in der größeren Breite der Bänder der Darstellung im Winter auch bei den Inversionen geringerer Schichtdicken ein Häufigkeitsmaximum im Winter. Das Häufigkeitsminimum der Inversionen mit Schichtdicken unter 400 m fällt auf den April. Die stärkste Abnahme der Häufigkeit erfolgt bei diesen Inversionen wieder vom März zum April, die stärkste Zunahme der Häufigkeit aber vom September bis November.

Von Interesse ist es auch, festzustellen, ob die Dicke der Inversionsschichten eine Abhängigkeit von ihrer Höhenlage zeigt. Darüber gibt die Korrelationstabelle 7 Aufschluß, in der die Häufigkeiten der Schichtdicken in Abhängigkeit von der Höhenlage der Untergrenze der Inversionen für die einzelnen Jahreszeiten und für beide Beobachtungstermine angeführt sind.

Eine Sonderstellung nehmen die Bodeninversionen ein. Nachts beträgt die Schichtdicke der Bodeninversionen zwar in allen Jahreszeiten am häufigsten 100 bis 200 m; es kommen aber nicht viel seltener auch alle Schichtdicken bis 600 m vor. Die tiefliegenden Inversionen mit Untergrenzen von 100 bis 500 m können abgesehen vom Sommer eine Mächtigkeit von 1000 m und mehr erreichen; am häufigsten kommen bei diesen Inversionen Schichtdicken von 100 bis 300 m vor. Die größten Mächtigkeiten erreichen im Herbst und Winter die Inversionen mit Untergrenzen um 500 bis 1000 m; die Häufigkeiten sind bis zu Schichtdicken von 800 m noch sehr groß. Bei Inversionsuntergrenzen über 1000 m zeigt sich eine Tendenz zur Verringerung der Mächtigkeit mit zunehmender Höhenlage der Untergrenzen. Pro Tag kommen durchschnittlich Inversionen mit Schichtdicken über 600 m in Höhenlagen oberhalb 1500 m im Frühling nur einmal, im Sommer und Herbst zweimal und im Winter viermal vor. Bei den schwachen Inversionen mit Schichtdicken unter 100 m fällt eine verhältnismäßig größere Häufigkeit in Höhenlagen von 1000 bis 1500 m im Herbst und Winter und in Höhenlagen von 2000 bis 3000 m im Frühling und Sommer auf.

Am Nachmittag werden vom Herbst bis zum Frühling große Schichtdicken der Inversionen am häufigsten bei einer Höhenlage der Untergrenze von 500 bis 1000 m beobachtet. Bei höher gelegenen Inversionen zeigt sich auch am Nachmittag wieder eine Tendenz zur Abnahme der Häufigkeit von größeren Schichtdicken mit zunehmender Höhenlage der Untergrenzen.

3. Temperaturdifferenzen und Temperaturgradienten in der Inversionsschicht

Neben der Schichtdicke ist für die Stärke der Inversion die Temperaturdifferenz zwischen Ober- und Untergrenze oder der Temperaturgradient in der Inversion maßgebend und damit ein charakteristisches Merkmal für die Stabilität der Schichtung der Atmosphäre. Tabelle 8 bringt die Häufigkeitsverteilung der Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen für jeden Monat für alle Inversionen und für die untersten Inversionen gesondert. Zur Nachtzeit weisen etwas mehr als die Hälfte aller Inversionen Temperaturdifferenzen von nur 0 bis 1° C zwischen Ober- und Untergrenze auf. Dabei ist kein deutlicher Jahresgang zu erkennen. Letzteres gilt auch für die Häufigkeit der Temperaturdifferenzen von 1 bis 2 und von 2 bis 3°. In der Zusammenfassung nach Jahreszeiten zeigt sich, daß Temperaturdifferenzen kleiner

Tabelle 8. *Häufigkeitsverteilung der Temperaturdifferenzen ΔT zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen*
a = alle Inversionen, b = unterste Inversionen

A. 3 Uhr

ΔT, °C		Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
0,0—1,0	a	111	128	131	112	107	116	123	120	142	133	117	121
	b	48	49	55	56	53	53	46	42	50	45	36	46
1,1—2,0	a	38	32	30	29	40	37	33	52	44	48	51	39
	b	20	19	20	20	27	25	20	29	30	29	28	16
2,1—3,0	a	24	31	23	23	19	26	22	22	27	33	29	28
	b	20	15	13	15	14	17	16	16	18	20	20	17
3,1—4,0	a	18	18	16	16	13	17	24	14	16	18	14	19
	b	13	14	14	14	11	16	20	13	11	17	6	14
4,1—5,0	a	10	14	13	11	12	4	14	13	13	14	17	14
	b	9	9	9	10	12	3	14	12	13	12	13	14
5,1—6,0	a	4	10	9	6	6	9	13	15	9	5	11	11
	b	4	7	8	5	6	9	13	15	7	4	11	9
6,1—7,0	a	15	5	11	2	2	1	3	4	8	4	7	7
	b	14	5	8	2	2	1	3	4	8	4	7	6
7,1—8,0	a	4	5	4	2	4	.	1	1	2	4	4	3
	b	3	5	4	2	4	.	1	1	2	4	4	3
8,1—9,0	a	2	1	4	.	.	.	.	1	2	4	3	5
	b	2	1	4	.	.	.	.	1	2	4	2	5
9,1—10,0	a	3	1	2	.	.	.	.	.	.	.	2	3
	b	3	1	2	.	.	.	.	.	.	.	1	3
10,1—11,0	a	2	1	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1
	b	2	1	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1
11,1—12,0	a	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	2	1
	b	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	2	1
12,1—13,0	a	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.
	b	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.
18,5	a	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	b	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Fortsetzung der Tabelle 8

B. 15 Uhr

ΔT, °C		Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
0,0—1,0	a	125	96	92	69	68	87	85	97	97	134	126	113
	b	54	44	53	55	49	57	67	60	56	75	43	45
1,1—2,0	a	41	37	32	13	23	21	20	16	29	36	37	58
	b	25	21	24	12	21	18	17	16	26	21	20	32
2,1—3,0	a	25	22	22	8	12	2	4	10	6	19	25	14
	b	14	15	17	8	12	2	3	10	5	19	20	9
3,1—4,0	a	8	18	8	1	4	3	4	4	7	6	20	13
	b	6	14	5	1	3	3	4	2	6	6	16	10
4,1—5,0	a	7	10	2	.	.	1	.	1	2	1	11	14
	b	5	9	2	.	.	1	.	1	1	1	8	10
5,1—6,0	a	7	6	7	.	.	.	.	.	.	2	9	12
	b	6	5	7	.	.	.	.	.	.	2	8	11
6,1—7,0	a	6	6	2	1	1	.	.	.	.	2	7	7
	b	6	5	2	1	1	.	.	.	.	1	6	7
7,1—8,0	a	6	1	.	.	.	.	.	.	.	1	5	2
	b	6	1	.	.	.	.	.	.	.	1	5	2
8,1—9,0	a	4	1	2	.	.	.	.	.	.	.	4	4
	b	4	1	2	.	.	.	.	.	.	.	4	4
9,1—10,0	a	2	2	.	.	.	.	.	.	.	.	2	2
	b	2	2	.	.	.	.	.	.	.	.	2	2
10,1—11,0	a	2	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.
	b	2	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.
11,1—12,0	a	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2
	b	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2
12,1—13,0	a	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	b	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

als 3° zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen am seltesten im Frühling und am häufigsten im Herbst vorkommen. Im Durchschnitt pro Jahr gibt es solche Temperaturdifferenzen im Frühling bei 103, im Sommer bei 110, im Herbst bei 125 und im Winter bei 110 Inversionen. Größere Temperaturdifferenzen kommen noch bedeutend seltener vor. Auch bei Temperaturdifferenzen von 3 bis 6° ist noch kein deutlicher Jahresgang erkennbar. Es gibt solche Temperaturdifferenzen im Durchschnitt pro Jahr im Frühling 20mal, im Sommer 25mal, im Herbst 23mal und im Winter 24mal. Dagegen zeigen die noch größeren Temperaturdifferenzen einen ausgesprochenen Jahresgang mit einem überragenden Maximum im Winter. Es gibt Temperaturdifferenzen von 6 bis 13° in der Inversionsschicht nachts im Frühling sechsmal, im Sommer zweimal, im Herbst neunmal und im Winter zwölfmal pro Jahr. Bei den untersten Inversionen kommen nachts kleine Temperaturdifferenzen unter 1° in der Inversionsschicht wesentlich seltener und größere Temperaturdifferenzen über 2° relativ bedeutend häufiger vor, wie Tabelle 9 zeigt, die für jede Jahreszeit die prozentuale Häufigkeitsverteilung der verschieden großen Temperaturdifferenzen in der Inversionsschicht zeigt. Daraus ist ersichtlich, daß im Jahresdurchschnitt die Temperaturdifferenzen unter 1° bei den untersten Inversionen nur mehr etwas mehr als

ein Drittel aller Fälle betreffen gegen mehr als die Hälfte aller Fälle bei allen Inversionen. Dagegen machen Temperaturdifferenzen von mehr als 2° bei den untersten Inversionen 46% aller Fälle aus, gegen 31% bei allen Inversionen. Daraus ist ersichtlich, daß die untersten Inversionen meist auch die stärksten sind. Besonders gilt dies für den Winter, wo sogar mehr als die Hälfte aller untersten Inversionen Temperaturdifferenzen von mehr als 2° umfassen.

Tabelle 9. *Prozentuelle Häufigkeitsverteilungen der Temperaturdifferenzen* ΔT *zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen*

ΔT, °C	0—1°	1—2°	2—3°	3—4°	4—5°	5—6°	6—7°	7—8°	8—9°	9—10°	>10°	>2°
3 Uhr												
a) alle Inversionen												
Frühling .	54	15	10	7	6	3	2	2	1	0	—	31
Sommer .	53	18	10	8	5	5	1	0	0	—	—	29
Herbst ..	50	18	11	6	6	3	3	1	1	0	1	32
Winter ..	49	16	11	7	5	3	4	2	1	1	1	35
Jahr	52	17	11	7	5	4	2	1	1	0	0	31
b) unterste Inversionen												
Frühling .	42	17	11	10	8	5	3	3	1	0	—	41
Sommer .	36	19	13	13	7	9	2	1	0	—	—	45
Herbst ..	32	21	14	8	9	5	5	3	2	0	1	47
Winter ..	35	14	13	10	8	5	6	3	2	2	2	51
Jahr	36	18	13	10	8	6	4	2	1	1	1	46
15 Uhr												
a) alle Inversionen												
Frühling .	62	19	11	3	1	2	1	—	1	—	—	19
Sommer .	75	16	5	3	1	—	—	—	—	—	—	9
Herbst ..	61	17	8	6	2	2	2	1	1	0	0	22
Winter ..	49	20	9	6	5	4	3	1	1	1	1	31
Jahr	60	18	9	5	2	2	2	1	1	0	0	22
b) unterste Inversionen												
Frühling .	57	21	13	3	1	3	1	—	1	—	—	22
Sommer .	70	20	6	3	1	—	—	—	—	—	—	10
Herbst ..	49	19	12	8	3	3	2	1	1	1	1	32
Winter ..	37	20	10	8	6	6	5	2	2	2	2	43
Jahr	51	20	11	6	3	3	2	1	1	1	1	29

Am Nachmittag ist der Anteil der schwachen Inversionen mit Temperaturdifferenzen unter 1° noch bedeutend größer als nachts und zeigt auch einen ausgesprochenen Jahresgang mit einem Maximum der absoluten Häufigkeit wie auch der prozentuellen Häufigkeit im Sommer. In dieser Jahreszeit weisen drei Viertel aller Inversionen Temperaturdifferenzen von weniger als 1° auf, während im Winter dies nur bei etwa der Hälfte aller Inversionen der Fall ist. Auch am Nachmittag kommen wieder bei den untersten Inversionen kleine Temperaturdifferenzen von weniger als 1° bedeutend seltener und große Temperaturdifferenzen wesentlich

Tabelle 10. *Häufigkeitsverteilung der Temperaturdifferenzen ΔT zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen in Abhängigkeit von ihrer Höhenlage*

Untergr. d. Invers. m / ΔT, °C	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	>9000	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	>9000
	3 Uhr													15 Uhr												
	Frühling																									
0,0—1,0	52	15	41	40	21	80	51	31	17	1	1	.	.	.	6	14	32	32	55	39	29	15	6	1	.	.
1,1—2,0	28	9	6	8	7	24	14	3	.	.	.	.	.	.	3	10	8	10	22	6	5	1	1	2	.	.
2,1—3,0	25	3	5	10	8	12	2	.	.	.	.	.	.	.	1	2	14	12	9	3	1	.	.	.	.	.
3,1—4,0	29	2	4	5	1	4	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2	4	3	4	.	.	.	.	.	.	.
4,1—5,0	26	1	2	5	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
5,1—6,0	17	.	.	1	2	1	.	.	.	.	.	.	.	1	.	1	3	1	1	.	.	.	.	.	.	.
6,1—7,0	10	1	2	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	8	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	3	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,1—10,0	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	Sommer																									
0,0—1,0	58	16	31	22	31	56	60	41	22	16	4	1	1	4	5	10	23	27	50	66	34	36	8	4	1	1
1,1—2,0	49	5	13	5	5	14	15	12	4	.	.	.	.	.	3	2	3	9	18	12	8	2	.	.	.	.
2,1—3,0	33	6	5	1	2	14	6	3	.	.	.	.	.	.	.	.	1	2	10	2	1	.	.	.	.	.
3,1—4,0	43	3	2	1	.	3	3	.	.	.	.	.	.	.	1	.	1	.	3	4	2	.	.	.	.	.
4,1—5,0	28	2	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2	.	.	.	.	.	.	.	.
5,1—6,0	36	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
6,1—7,0	8	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	1	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,1—10,0	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Herbst

0,0—1,0	40	14	28	40	36	75	72	54	21	7	4	1	.	5	10	31	48	42	76	69	47	20	9	.	.	.
1,1—2,0	28	11	17	24	22	23	13	3	2	.	.	.	.	1	1	16	22	16	27	14	4	1	.	.	.	.
2,1—3,0	33	3	9	12	8	16	4	1	2	1	.	.	.	4	2	13	9	7	10	5	.	.	.	.	.	.
3,1—4,0	24	3	5	5	3	3	5	.	.	.	.	.	.	.	.	9	10	8	5	1	.	.	.	.	.	.
4,1—5,0	23	3	9	6	3	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	3	5	3	2	.	.	.	.	.	.	.
5,1—6,0	9	1	6	6	2	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	4	5	1	.	1	.	.	.	.	.	.
6,1—7,0	10	2	3	2	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	2	1	2	3	1	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	8	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	3	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	6	1	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	2	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,1—10,0	.	.	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
10,1—11,0	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
11,1—12,0	1	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
12,1—13,0	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Winter

0,0—1,0	12	17	34	48	60	78	50	41	14	6	.	.	.	5	14	36	45	51	85	60	22	11	5	.	.	.
1,1—2,0	14	10	12	18	17	23	8	5	2	.	.	.	.	1	11	31	29	25	25	8	5	1	.	.	.	.
2,1—3,0	10	8	17	17	19	10	2	.	.	.	.	.	.	3	5	14	14	10	13	2	.	.	.	.	.	.
3,1—4,0	11	5	14	13	5	6	1	.	.	.	.	.	.	1	1	10	14	2	9	.	.	1	1	.	.	.
4,1—5,0	6	5	15	6	1	3	2	.	.	.	.	.	.	1	3	9	11	6	1	.	.	.	.	.	.	.
5,1—6,0	5	2	9	6	2	1	.	.	.	.	.	.	.	1	3	15	6	.	.	.	.	.	.	.	.	.
6,1—7,0	7	5	10	3	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	3	10	6	.	.	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	2	1	5	3	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	6	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	1	1	6	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	4	4	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,1—10,0	1	2	4	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	5	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
10,1—11,0	.	.	4	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
11,1—12,0	1	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	3	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
12,1—13,0	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.
18,5	.	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Tabelle 11. *Häufigkeitsverteilung der Temperaturgradienten in den Inversionen über Wien um 3 Uhr und um 15 Uhr in den Jahren 1952 bis 1956 in Abhängigkeit von der Höhenlage der Inversionen*

H. d. Untergr. d. Invers. m / °C/100 m	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	>9000	Summe	Boden	100—500	501—1000	1001—1500	1501—2000	2001—3000	3001—4000	4001—5000	5001—6000	6001—7000	7001—8000	8001—9000	>9000	Summe
	3 Uhr														15 Uhr													
	Frühling																											
0,00—0,09	18	4	11	19	8	28	32	21	12	1	.	.	.	154	.	4	7	18	17	26	17	19	10	5	.	.	.	123
0,10—0,19	7	2	3	8	4	7	.	.	.	.	.	.	.	31	.	.	4	2	3	5	4	.	.	1	.	.	.	19
0,20—0,39	19	4	14	7	5	12	6	2	3	.	.	.	.	72	1	1	2	6	8	11	7	1	2	1	.	.	.	40
0,40—0,59	18	7	7	11	3	19	5	5	.	.	.	.	.	75	.	1	6	6	4	17	5	5	1	.	1	.	.	46
0,60—0,79	18	3	8	10	7	12	7	2	.	.	1	.	.	68	.	.	5	9	7	8	3	4	2	.	.	.	.	38
0,80—0,99	9	1	2	3	3	13	4	.	.	.	.	.	.	35	.	.	1	3	3	1	2	1	1	.	.	.	.	12
1,00—1,49	36	5	8	10	6	15	8	2	2	1	.	.	.	93	.	4	4	8	5	16	3	3	.	.	2	.	.	45
1,50—1,99	15	3	2	1	4	6	3	1	.	.	.	.	.	35	.	.	2	3	7	4	5	1	.	.	.	.	.	22
≧ 2,00	60	2	5	4	.	10	2	1	.	.	.	.	.	84	2	.	1	7	5	4	2	1	.	.	.	.	.	22
	Sommer																											
0,00—0,09	23	2	13	11	18	19	26	22	11	9	2	.	1	157	2	2	4	12	11	16	30	15	19	4	2	1	1	119
0,10—0,19	8	1	1	.	.	5	3	.	.	1	.	.	.	19	.	1	.	.	4	4	5	1	.	.	2	.	.	17
0,20—0,39	21	5	10	4	7	14	12	7	4	.	.	1	.	85	.	1	2	2	7	17	12	6	5	.	.	.	.	52
0,40—0,59	24	3	5	5	2	15	13	9	2	4	1	.	.	83	2	1	2	6	4	10	14	6	5	3	.	.	.	53
0,60—0,79	22	1	4	4	2	6	12	5	1	1	1	.	.	59	.	1	3	3	3	12	10	5	4	1	.	.	.	42
0,80—0,99	21	3	3	1	3	8	6	.	1	.	.	.	.	46	.	.	.	2	.	3	4	5	2	.	.	.	.	16
1,00—1,49	40	8	8	3	5	12	6	9	5	.	.	.	.	96	.	2	1	1	4	10	8	3	2	.	.	.	.	31
1,50—1,99	35	2	4	0	.	2	1	4	.	.	.	.	.	48	.	.	.	2	4	2	2	3	.	.	.	.	.	13
≧ 2,00	64	6	3	1	2	7	5	1	2	1	.	.	.	92	.	1	.	1	2	6	2	.	.	.	.	.	.	12

Herbst

0,00—0,09	17	7	10	19	14	27	31	34	15	4	1	1	.	180	4	3	10	18	17	36	23	19	7	6	.	.	.	143
0,10—0,19	9	1	2	4	5	7	5	.	.	.	.	.	.	33	.	.	4	5	4	8	4	2	1	.	.	.	.	28
0,20—0,39	14	4	8	12	8	15	16	4	2	2	1	.	.	86	.	3	16	19	20	24	16	8	4	1	.	.	.	111
0,40—0,59	27	5	13	14	12	25	15	8	2	1	1	.	.	123	2	6	12	9	12	23	18	12	4	.	.	.	.	98
0,60—0,79	15	4	9	8	11	13	6	5	2	.	.	.	.	73	.	.	8	15	5	9	5	7	3	1	.	.	.	53
0,80—0,99	14	3	8	5	6	5	7	1	2	.	.	.	.	51	1	1	9	7	1	3	6	2	1	1	.	.	.	32
1,00—1,49	35	6	16	16	7	12	9	3	1	1	1	.	.	107	1	2	13	15	4	5	14	.	1	.	.	.	.	55
1,50—1,99	20	5	6	8	6	8	3	3	.	.	.	.	.	59	.	1	4	8	6	7	1	1	.	.	.	.	.	28
≧ 2,00	32	3	11	11	5	6	2	.	1	.	.	.	.	71	2	1	8	11	10	6	3	.	.	.	.	.	.	41

Winter

0,00—0,09	3	7	14	10	16	39	25	14	6	5	.	.	.	139	3	4	13	20	12	35	21	15	6	4	.	.	.	133
0,10—0,19	.	3	2	8	6	7	1	4	2	.	.	.	.	33	.	1	2	7	6	5	7	1	.	1	.	.	.	30
0,20—0,39	7	3	12	16	17	16	7	14	1	.	.	.	.	93	1	2	15	13	20	20	8	5	2	.	.	.	.	86
0,40—0,59	12	9	24	14	19	14	9	5	4	.	.	.	.	110	.	6	16	13	11	20	10	.	2	.	.	.	.	78
0,60—0,79	4	5	9	10	9	10	8	2	1	.	.	.	.	58	2	5	15	16	15	16	14	1	1	.	.	.	.	85
0,80—0,99	10	3	10	8	10	4	1	1	1	.	.	.	.	48	2	2	7	9	5	8	3	1	.	.	.	.	.	37
1,00—1,49	16	8	32	19	17	16	7	4	2	1	.	.	.	122	3	10	28	31	11	14	3	2	2	.	.	.	.	104
1,50—1,99	7	6	7	14	9	3	2	1	.	.	.	.	.	49	.	3	18	10	3	7	2	2	.	.	.	.	.	45
≧ 2,00	11	12	22	14	5	12	3	1	.	.	.	.	.	80	1	10	29	18	9	6	.	.	.	1	.	.	.	74

Tabelle 12. *Häufigkeitsverteilung der Temperaturdifferenzen ΔT zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen in Abhängigkeit von deren Schichtdicke*

ΔT, °C \ Schichtdicke m	0—100	101—200	201—300	301—400	401—500	501—600	601—700	701—800	801—900	901—1000	>1000	0—100	101—200	201—300	301—400	401—500	501—600	601—700	701—800	801—900	901—1000	>1000
	3 Uhr											15 Uhr										
	Frühling																					
0,0—1,0	46	131	75	54	20	8	8	3	4	.	1	23	89	59	23	16	7	3	2	1	1	1
1,1—2,0	17	36	24	9	8	2	.	1	.	.	.	10	30	14	5	3	2	3	1	1	.	.
2,1—3,0	9	15	12	12	8	3	5	2	1	.	1	5	12	10	10	2	.	1	1	1	.	.
3,1—4,0	3	18	7	10	3	1	2	1	.	.	.	.	4	2	2	.	2	.	3	.	.	.
4,1—5,0	1	10	3	2	8	6	3	3	.	.	.	.	.	1	.	2	1	.	.	.	.	.
5,1—6,0	2	9	2	3	3	2	.	.	.	.	.	1	1	2	.	.	.	1	.	.	.	.
6,1—7,0	.	4	3	3	1	2	.	.	1	.	1	.	.	1	3	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	.	.	2	2	1	3	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	.	1	.	.	1	.	.	1	1	.	.	.	.	.	1	.	.	.	.	1	.	.
9,1—10,0	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
> 10,0	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
	Sommer																					
0,0—1,0	36	132	85	47	18	8	5	5	.	1	.	22	118	68	38	11	3	2	.	.	1	.
1,1—2,0	21	43	26	14	3	5	3	1	.	.	1	6	20	17	7	5	1	.	.	.	.	1
2,1—3,0	10	23	14	11	4	5	1	.	.	1	.	3	5	6	2	.	.	1	.	.	.	.
3,1—4,0	5	9	11	9	8	4	1	2	.	1	.	1	6	3	.	.	.	.	.	.	.	.
4,1—5,0	2	10	10	3	2	3	.	.	.	.	.	.	.	1	2	.	.	.	.	.	.	.
5,1—6,0	2	8	9	10	3	3	1	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
6,1—7,0	.	2	.	3	2	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
7,1—8,0	.	.	2	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
8,1—9,0	.	1	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,1—10,0	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
> 10,0	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Herbst

0,0—1,0	47	132	95	59	32	11	4	4	3	.	.	44	138	86	45	16	10	2	5	1	1	2
1,1—2,0	21	48	32	20	13	6	2	1	.	.	1	9	36	27	14	7	5	2	1	.	.	.
2,1—3,0	6	20	19	14	6	10	7	2	1	.	1	6	7	12	9	3	6	2	3	.	.	1
3,1—4,0	5	9	9	8	6	1	5	3	.	1	1	2	7	5	8	3	2	1	2	1	.	2
4,1—5,0	2	6	6	9	2	4	7	2	2	1	.	3	4	4	1	.	1	.	.	.	.	1
5,1—6,0	1	5	5	6	3	4	1	.	.	.	.	1	3	4	1	.	1	1	.	.	1	.
6,1—7,0	1	1	3	4	3	2	1	1	.	1	.	1	.	2	3	.	.	1	1	.	.	.
7,1—8,0	.	.	1	2	1	2	.	.	1	.	2	.	.	1	1	1	2	.	1	.	.	.
8,1—9,0	.	.	1	2	3	.	2	.	.	.	.	.	.	.	1	.	2	1	.	.	.	.
9,1—10,0	.	.	.	.	1	.	.	.	1	.	.	.	.	1	1	.	.	.	.	.	.	.
> 10,0	.	.	.	.	1	1	1	1	.	.	.	.	.	.	.	2	.	.	.	.	.	.

Winter

0,0—1,0	54	130	74	41	21	17	11	3	3	2	2	39	127	79	41	24	9	5	1	4	1	1
1,1—2,0	14	46	23	12	9	4	4	.	.	.	.	24	58	22	16	5	5	2	1	1	1	1
2,1—3,0	8	31	19	5	8	6	.	3	.	1	1	7	19	11	5	8	4	1	1	1	.	3
3,1—4,0	3	11	10	4	11	3	3	2	2	2	3	2	10	4	7	6	3	3	1	1	.	2
4,1—5,0	3	5	5	7	5	3	2	3	2	1	3	1	8	4	7	4	1	4	2	.	.	.
5,1—6,0	1	2	6	1	8	1	.	.	1	3	2	1	4	8	4	2	.	.	3	.	1	2
6,1—7,0	.	1	2	7	7	5	2	2	.	.	1	.	2	1	2	2	3	4	2	2	.	1
7,1—8,0	.	2	1	2	3	1	1	.	1	.	1	.	.	1	.	1	1	1	1	.	1	3
8,1—9,0	.	.	1	1	.	.	2	1	.	1	2	.	1	3	2	1	.	1	.	.	1	.
9,1—10,0	.	.	.	2	1	1	1	1	.	1	.	.	.	.	.	2	1	1	1	.	.	1
> 10,0	.	.	.	.	2	2	1	1	.	1	1	.	1	2	1	1	.	.	1	1	.	.

häufiger vor als bei allen Inversionen, wie Tabelle 9 zeigt. Besonders groß sind die Unterschiede im Herbst und im Winter. Der Anteil der Inversionen mit Temperaturdifferenzen unter 1° ist im Herbst von 61% bei allen Inversionen auf 49% bei den untersten Inversionen gesunken und im Winter erstreckt sich die entsprechende Abnahme von 49% auf 37%. Dagegen war der Anteil der Inversionen mit Temperaturdifferenzen von mehr als 2° im Herbst von 22% bei allen Inversionen auf 32% bei den untersten Inversionen gestiegen und im Winter von 31 auf 43%. Es sind demnach auch am Nachmittag im Herbst und im Winter die untersten Inversionen die stärksten, während im Frühling und im Sommer die Unterschiede nur gering sind. Am Nachmittag haben nur die schwachen Inversionen mit Temperaturdifferenzen unter 1° einen Jahresgang mit einem Häufigkeitsmaximum im Sommer und einem Häufigkeitsminimum im Winter. Bei allen Inversionen mit Temperaturdifferenzen von mehr als 1° in der Inversionsschicht zeigt der Jahresgang der Häufigkeiten ein Maximum im Winter und ein Minimum im Sommer. Temperaturdifferenzen über 5° kommen im Sommer überhaupt nicht mehr vor, im Frühling aber noch dreimal, im Herbst siebenmal und im Winter sogar 15mal pro Jahr.

Für die Beurteilung der Bedeutung der Größe der Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversion ist es wichtig, festzustellen, in welcher Höhe bevorzugt große oder kleine Temperaturdifferenzen in der Inversionsschicht vorkommen. Darüber gibt die Tabelle 10 Aufschluß, aus der die Abhängigkeit der Häufigkeiten bestimmter Temperaturdifferenzen von der Höhenlage der Untergrenze der Inversionen für die einzelnen Jahreszeiten für beide Beobachtungstermine zu entnehmen ist. Eine Sonderstellung kommt dabei den Bodeninversionen zu. Nachts kommen in allen Jahreszeiten die größten Temperaturdifferenzen bei den Bodeninversionen vor. Es ist aber bemerkenswert, daß die Häufigkeit von größeren Temperaturdifferenzen über 5° im Frühling und im Sommer bei den nächtlichen Bodeninversionen bedeutend größer ist als im Herbst und im Winter, was offenbar damit zusammenhängt, daß im Winterhalbjahr die starken und anhaltenden Inversionen, wie bereits früher erwähnt, häufig an stationäre Hochnebellagen gebunden und dadurch vom Boden abgehoben sind, während sich im Sommerhalbjahr die nächtlichen Inversionen meist täglich neu bilden und daher bereits vom Boden ausgehen, der in dieser Jahreshälfte als maßgebende Ausstrahlungsfläche wirkt. Bei den nächtlichen Inversionen der freien Atmosphäre kommen im Herbst und Winter bei Untergrenzen von 500 bis 1000 m und im Frühling bei Untergrenzen von 1000 bis 1500 m die größten Temperaturdifferenzen in der Inversionsschicht vor. Mit zunehmender Höhenlage der Untergrenzen der Inversionen nimmt die Häufigkeit der größeren Temperaturdifferenzen und ihre maximale Größe ständig ab. Das gleiche gilt im Herbst und Winter auch für die nachmittägigen Inversionen, während im Frühling und Sommer größere Temperaturdifferenzen überhaupt nur vereinzelt vorkommen.

Neben der Temperaturdifferenz zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen, die naturgemäß auch von der Mächtigkeit der Inversionsschicht abhängt, wird die wirkliche Temperaturänderung in der Inversionsschicht durch den auf eine 100 m dicke Schicht bezogenen Temperaturgradienten eindeutiger charakterisiert. Für beide Beobachtungstermine getrennt bringt Tabelle 11 für die einzelnen Jahreszeiten die Häufigkeiten der verschieden großen Temperaturgradienten in Abhängigkeit von der Höhenlage der Untergrenzen der Inversionen. Daraus ist ersichtlich, daß in allen Jahreszeiten nachts kleine Temperaturgradienten, die eine Isothermie nur wenig überschreiten, am häufigsten vorkommen; aber alle anderen größeren Gradienten bis über + 2° pro 100 m kommen ebenfalls mit verhältnismäßig hoher Häufigkeit vor. Im Herbst und Winter treten große Temperaturgradienten sogar noch mit übernormal großer Häufigkeit auf. Was die Abhängigkeit der Temperaturgradienten von der Höhenlage der Inversion betrifft, so fällt vor allem auf, daß bei nächtlichen Bodeninversionen am häufigsten sehr große Temperaturgradienten vorkommen. Abgesehen von den ganz kleinen Gradienten unter 0,1° C pro 100 m, die in den meisten Höhenstufen die am häufigsten vorkommenden Gradienten darstellen und besonders große Häufigkeiten in Höhen von 2000 bis 4000 m zeigen, kommen in allen Höhenstufen die verschiedenartigsten Gradienten vor, ohne daß eine besonders auffallende Bevorzugung zu erkennen wäre. Ähnliches gilt auch für die Häufigkeitsverteilungen der verschieden großen Temperaturgradienten am Nachmittag mit dem Unterschied, daß zu dieser Tageszeit tiefliegende Inversionen nur selten sind.

Einen Einblick in den Zusammenhang der Größen der Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen mit den Inversionsschichtdicken gewährt die Tabelle 12, in der die Häufigkeitsverteilungen dieser Temperaturdifferenzen für die verschiedenen Schichtdicken wiedergegeben sind. Daraus ist ersichtlich, daß die Häufigkeitsverteilungen sehr stark streuen. Es ist nur eine schwache Tendenz der Bindung größerer Temperaturdifferenzen an größere Schichtdicken zu erkennen. Im Winter kommt dies mehr zum Ausdruck als in den übrigen Jahreszeiten. Andererseits kommen aber kleine Temperaturdifferenzen, die überhaupt die häufigsten sind, auch in Verbindung mit den mächtigsten Inversionsschichten vor.

Die in Tabelle 13 wiedergegebene Zusammenstellung der für die einzelnen Schichtdicken der Inversionen berechneten mittleren Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenzen nach Gruppen von je 100 m zusammengefaßt, läßt erkennen, daß im Mittel die Temperaturdifferenzen mit zunehmender Schichtdicke nur schwach ansteigen. Eine gewisse Regelmäßigkeit zeigt sich dabei nur bis zu einer Schichtdicke von 700 m. Bei mächtigeren Inversionsschichten ändern sich die Mittelwerte der Temperaturdifferenzen mit zunehmender Schichtdicke sehr unregelmäßig, was vorwiegend auf die Seltenheit großer Inversionsschichtdicken zurückzuführen ist. Bemerkenswert ist, daß, wie die Zahlen-

Tabelle 13

Mittelwerte der Temperaturdifferenzen (ΔT) zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen in Abhängigkeit von deren Schichtdicke (n = Zahl der Fälle)

Schichtdicke, m		<100	101 —200	201 —300	301 —400	401 —500	501 —600	601 —700	701 —800	801 —900	901 —1000	>1000
a) 3 Uhr												
Frühling	ΔT, °C	1,2	1,5	1,5	1,8	2,5	3,4	2,6	3,0	2,8	—	3,2
	n	78	224	128	96	54	27	20	11	7	—	3
Sommer	ΔT, °C	1,5	1,4	1,6	1,9	2,3	2,5	1,7	1,8	—	2,2	1,5
	n	76	228	157	97	40	29	11	9	—	3	1
Herbst	ΔT, °C	1,3	1,3	1,5	1,8	2,4	3,0	3,7	3,2	3,8	4,8	4,0
	n	83	221	171	124	71	41	30	14	8	3	5
Winter	ΔT, °C	1,2	1,3	1,7	2,3	3,3	3,0	3,3	4,4	3,4	4,7	5,0
	n	83	228	141	82	75	43	27	16	9	12	16
b) 15 Uhr												
Frühling	ΔT, °C	1,1	1,0	1,2	1,8	1,2	1,5	1,8	2,2	3,3	0,5	0,5
	n	39	136	89	44	23	12	8	7	4	1	1
Sommer	ΔT, °C	1,0	0,8	0,9	0,9	0,8	0,8	1,2	—	—	0,5	0,5
	n	32	149	95	49	16	4	3	—	—	1	1
Herbst	ΔT, °C	1,3	1,0	1,4	1,8	2,0	2,6	3,3	2,5	2,0	3,0	2,5
	n	66	195	142	84	32	29	10	13	2	2	6
Winter	ΔT, °C	1,2	1,4	1,8	2,1	2,6	2,7	4,0	5,3	3,3	4,7	4,7
	n	74	230	135	85	56	27	22	14	10	5	14

Tabelle 14

Mittelwerte der Inversionsschichtdicken (Δh, m) bei verschiedenen Größen der Temperaturdifferenzen (ΔT) zwischen Ober- und Untergrenzen der Inversionen (n = Zahl der Fälle)

ΔT, °C		0,0 —1,0	1,1 —2,0	2,1 —3,0	3,1 —4,0	4,1 —5,0	5,1 —6,0	6,1 —7,0	7,1 —8,0	8,1 —9,0	9,1 —10,0	>10°
a) 3 Uhr												
Frühling	Δh, m	242	214	320	268	392	260	390	460	550	400	.
	n	350	97	68	45	36	21	15	10	4	2	.
Sommer	Δh, m	237	229	253	328	257	309	350	250	150	.	.
	n	337	117	69	50	30	37	8	2	1	.	.
Herbst	Δh, m	246	247	338	363	426	334	421	606	450	650	600
	n	387	144	86	48	41	25	17	9	8	2	4
Winter	Δh, m	245	236	274	390	426	450	472	432	675	564	650
	n	355	112	82	52	37	24	27	11	8	7	8
b) 15 Uhr												
Frühling	Δh, m	243	236	267	396	425	270	325	.	600	.	.
	n	225	69	42	13	4	5	4	.	2	.	.
Sommer	Δh, m	220	243	221	170	317	.	.	.	.	.	.
	n	263	57	17	10	3	.	.	.	.	.	.
Herbst	Δh, m	234	252	342	386	264	333	375	483	525	300	450
	n	350	101	49	33	14	12	8	6	4	2	2
Winter	Δh, m	242	227	315	386	360	410	561	750	406	650	436
	n	331	136	60	39	31	25	19	9	9	6	7

werte in Tabelle 13 zeigen, im Frühling und Sommer die mittleren Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenzen der Inversionen nachmittags bei allen Schichtdicken durchschnittlich wesentlich kleiner sind als nachts, während im Herbst und Winter diese Unterschiede nur unmerklich klein sind. Im Frühling nehmen am Nachmittag die Mittelwerte der Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen mit der Schichtdicke nur wenig zu und im Sommer sind sie von den Schichtdicken überhaupt unabhängig.

Quantitative Angaben für die bestimmten Temperaturdifferenzen zwischen Ober- und Untergrenze der Inversionen entsprechenden mittleren Inversionsschichtdicken bringt die Tabelle 14. Daraus ist wieder ersichtlich, daß die Mittelwerte der Schichtdicken mit zunehmender Temperaturdifferenz nur schwach zunehmen und zwar im Winter mehr als im Sommer. Bei größeren Temperaturdifferenzen werden diese Beziehungen undeutlicher; es zeigen sich keine nennenswerte Unterschiede zwischen Tag und Nacht.

Im Zusammenhang mit der statistischen Bearbeitung der Temperaturinversionen ist es auch von Interesse, einen Überblick über den Grad der Stabilität oder Instabilität der unteren Luftschicht der Tropopause zu gewinnen. Dies ermöglicht die Tabelle 15, die für die einzelnen Monate Häufigkeitsverteilungen der vertikalen *Temperaturgradienten in der untersten 1500 m dicken Luftschicht* für die einzelnen Monate zum 3 Uhr- und zum 15 Uhr-Termin wiedergibt. Es ist dies die Schicht, die gerade für die Beurteilung der Möglichkeit einer Verfrachtung von Luftverunreinigungen und radioaktiver Luftbeimengungen von besonderem Interesse ist. Naturgemäß ist die Schichtung in diesem Luftbereich nicht einheitlich. Es wechseln die Temperaturgradienten mit der Höhe und häufig sind auch Inversionen dazwischen geschichtet. Trotzdem geben aber die Gradienten ein Maß zur Beurteilung der Stabilität dieser Luftschicht und damit auch zur Beurteilung der Ermöglichung oder Erschwerung eines vertikalen Luftaustausches.

Zum *Nachttermin* weisen im Jahresdurchschnitt ungefähr ein Viertel aller Tage eine Temperaturabnahme in der untersten 1500 m hohen Luftschicht von 0,4 bis 0,6° pro 100 m auf. Am größten ist die Häufigkeit dieser Temperaturgradienten im Sommer, wo sie auf über ein Drittel aller Tage ansteigt. Eine Temperaturabnahme um mehr als 1° pro 100 m im Durchschnitt der ganzen Schicht wurde nicht beobachtet. Dagegen war es im Winter und im Herbst in ein Viertel aller Tage im 850 mb-Niveau wärmer als in Bodennähe; im Frühling und Sommer kam dies aber nur mehr an ein Zehntel aller Tage vor.

Am *Nachmittag* gab es im Durchschnitt der ganzen 1500 m hohen Luftschicht auch häufig überdiabatische Temperaturgradienten; im Frühling und Sommer kamen diese sogar mehr als ein Viertel aller Tage vor, im Herbst und Winter aber nur selten. Im Jahresdurchschnitt wird in ein Drittel aller Tage eine durchschnittliche Temperaturabnahme um 0,8° bis 1° festgestellt; im Sommer kam dies an mehr als der Hälfte aller Tage vor. Im Winter fallen aber auch am Nachmittag die häufigsten Temperatur-

gradienten in den Bereich von —0,6 bis —0,8° pro 100 m. Daß es in 1500 m wärmer ist als in Bodennähe, kam vom April bis September überhaupt nicht vor, im November, Dezember und Januar aber durch-

Tabelle 15

Häufigkeitsverteilung der Temperaturgradienten zwischen 2 m über dem Boden und der 850 mb-Fläche über Wien um 3 und 15 Uhr in den Jahren 1952 bis 1956

°C/100 m	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
3 Uhr													
< —1,00°	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—0,81 bis —1,00	8	10	11	9	8	—	—	1	5	1	7	6	66
—0,61 „ —0,80	31	29	35	41	34	19	28	16	23	23	23	23	325
—0,41 „ —0,60	37	35	25	40	45	59	51	49	30	39	37	33	480
—0,21 „ —0,40	21	24	31	30	39	51	43	51	37	32	25	24	408
—0,01 „ —0,20	17	18	24	18	21	11	19	22	30	18	10	24	232
0,00 „ 0,19	16	12	12	11	6	9	14	13	17	24	23	23	180
0,20 „ 0,39	21	10	9	—	1	—	—	3	5	14	5	17	85
0,40 „ 0,59	3	3	7	1	1	—	—	—	2	4	9	5	35
0,60 „ 0,79	1	1	1	—	—	1	—	—	—	—	2	—	6
Temp.-Abnahme um weniger als 0,4° pro 100 m	38	42	55	48	60	62	62	73	67	50	44	48	649
Temp.-Zunahme mit der Höhe	41	26	29	12	8	10	14	16	24	42	39	45	306
15 Uhr													
< —1,00°	3	5	25	56	47	38	42	37	14	5	1	—	273
—0,81 bis —1,00	22	35	48	55	69	77	76	83	75	44	22	19	625
—0,61 „ —0,80	35	33	35	28	28	23	26	22	40	48	35	34	387
—0,41 „ —0,60	29	31	29	3	8	9	8	7	17	34	25	27	227
—0,21 „ —0,40	23	17	9	3	1	3	1	5	2	18	20	27	129
—0,01 „ —0,20	17	10	5	1	2	—	1	1	—	5	23	25	90
0,00 „ 0,19	10	7	1	—	—	—	—	—	—	1	15	12	46
0,20 „ 0,39	13	4	2	—	—	—	—	—	—	—	7	7	33
0,40 „ 0,59	1	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	3	5
0,60 „ 0,79	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	1	3
Temp.-Abnahme um weniger als 0,4° pro 100 m	40	27	14	4	3	3	2	6	2	23	43	52	219
Temp.-Zunahme mit der Höhe	25	11	4	—	—	—	—	—	—	1	23	23	87

schnittlich je Monat fünfmal und im Februar viermal pro Jahr. Die Häufigkeitsverteilungen der vertikalen Temperaturgradienten dieser Luftschicht lassen deutlich den großen Unterschied in der Stabilität zwischen Tag und Nacht erkennen.

Literatur

1. Steinhauser, F.: Statistische Untersuchung der Tropopause über Wien. 1. Mitteilung. Z. Meteorol. **12**, 111 (1958).
2. Steinhauser, F., O. Eckel und F. Sauberer: Klima und Bioklima von Wien, I. Teil. Wien, 1955.
3. Eckel, O.: Die Temperaturverteilung in Wien und Umgebung. In: F. Steinhauser, O. Eckel und F. Sauberer, Klima und Bioklima von Wien, II. Teil, S. 108—134. Wien, 1957.
4. Steinhauser, F.: Temperaturverhältnisse von Wien zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten nach Ergebnissen von Meßfahrten in den Jahren 1931 und 1932. Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, Abt. IIa, **141**, 553 (1932).

551.571.3:551.588.4

(University of Texas, Electrical Engineering Research Laboratory, Austin, Texas)

Some Observations of Water Vapor Fluctuations in a Stable Atmosphere over a Lake Surface

By

R. C. Staley[1]

With 6 Figures

Summary. The Crain microwave refractometer and a bead thermistor have been used to measure 2 to 30-second period fluctuations in water vapor in a stable atmosphere over a lake surface. It appears that such fluctuations can be related to air flow over water waves and that they permit an estimate of a mixing length for water vapor.

Zusammenfassung. Das Crain-Mikrowellenrefraktometer und ein Perlenthermistor wurden verwendet, um in einer stabilen Atmosphäre über einer Seeoberfläche Wasserdampfschwankungen von 2 bis 30 Sekunden Dauer zu messen. Es scheint, daß solche Schwankungen zur Luftströmung über Wasserwellen in Beziehung gesetzt werden können, und daß sie eine Schätzung des Mischungsweges für Wasserdampf gestatten.

Résumé. Le réfractomètre de Crain et un thermistor ont été utilisés pour mesurer les fluctuations en teneur de vapeur d'eau d'une durée de deux à trente secondes dans un air stable au-dessus d'un lac. Il semble que de telles variations dépendent du mouvement de l'air au-dessus des vagues et qu'elles permettent d'apprécier le parcours de mélange de la vapeur d'eau.

In theories of turbulent transfer in the atmosphere we repeatedly meet the ideas of eddies and mixing length. The eddies are often thought of as moving elements retaining for a time their initial momentum, temperature, and water vapor content. In a qualitative way, the mixing

[1] Present address: Department of Meteorology and Climatology, University of Washington, Seattle, Washington, U. S. A.

length may be considered a distance the eddy moves before the transfer of its momentum or other property is effected.

While we generally feel fairly successful in measuring the mean vertical gradients of temperature, moisture and wind, we are not so successful in measuring the eddy properties. The thermocouple and the bead thermistor provide means of measuring temperature fluctuations, but only recently

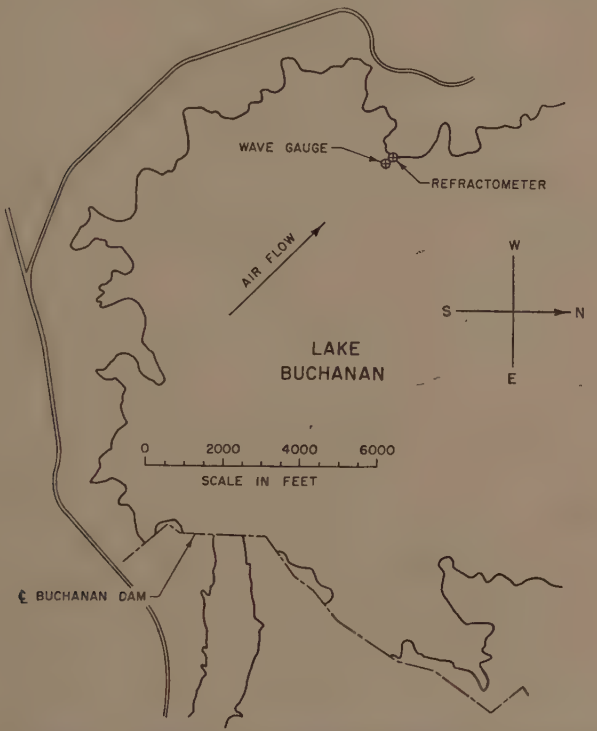


Fig. 1. Map of Lake Buchanan, Texas, showing position of refractometer and wave gauge; water line at 1000 feet msl.

with the dewpoint hygrometer, and now with the microwave hygrometer [*1*], have we been able to measure the actual short period fluctuations in water vapor.

The microwave hygrometer is just emerging from the development stage, but early in microwave propagation studies it was recognized that the index of refraction for microwaves is especially sensitive to fluctuations of the partial pressure of water vapor. In cases where simultaneous measurement was made using the CRAIN refractometer [*2*] and a small bead thermistor (each having a response time constant of about $\frac{1}{2}$ second for sensing element and recorder) it was possible, with some labor, to deduce the magnitude of the vapor pressure fluctuation. When the re-

fractometer (which is not in itself an absolute instrument) is used in conjunction with wet and dry bulb thermometers, it is possible to fix a vapor pressure reference and so to use the refractometer as an absolute measuring device.

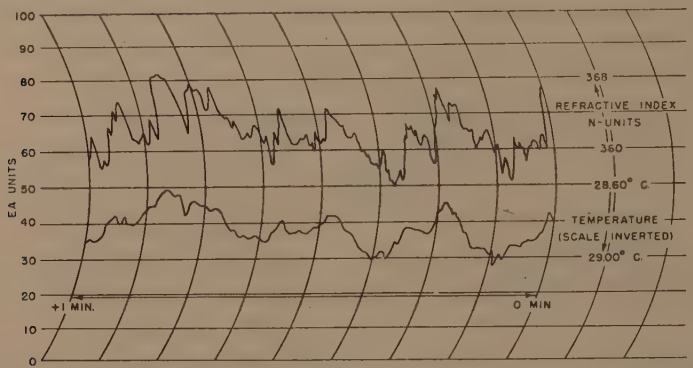


Fig. 2. Simultaneous one minute records of refractive index and temperature five feet above water surface. Lake Buchanan, Texas — 24 June 1952, 0950 CST

During mid-morning of 24 June 1952 a series of measurements of the vertical distribution of temperature and microwave refractive index was

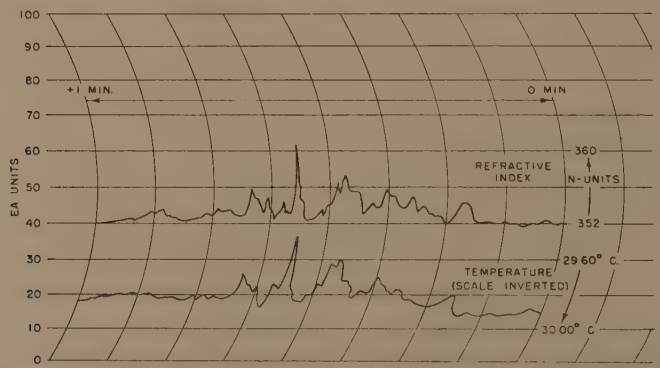


Fig. 3. Simultaneous one minute records of refractive index and temperature 35 feet above water surface. Lake Buchanan, Texas — 24 June 1952, 1030 CST

made at the downwind side of Lake Buchanan, about 60 miles northwest of Austin, Texas. Fig. 1 shows the shore line, the position of the instruments (among which was a wave gauge for measuring the period and height of the water waves) and the direction of the air flow. In Fig. 2 is shown a one-minute sample of the fluctuations at 5 feet above the water surface. Peaks on the refractometer record correspond to low temperature and high water vapor content. In this particular case, the lake surface was

cool compared to the air temperature, and the peaks represent cool moist air, the troughs warmer and drier air. Fig. 3 shows a one minute sample of temperature and refractive index fluctuations at 35 feet above the water

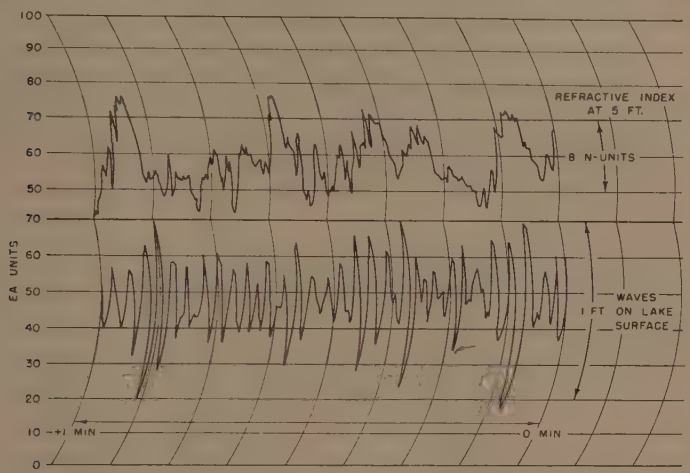


Fig. 4. Simultaneous one minute records of refractive index five feet above water surface at Lake Buchanan and surface water wave motion. 24 June 1952, 1256 CST

surface. This is quite typical of the picture at the upper levels — rather uniform steady temperature and refractive index with sharp super-

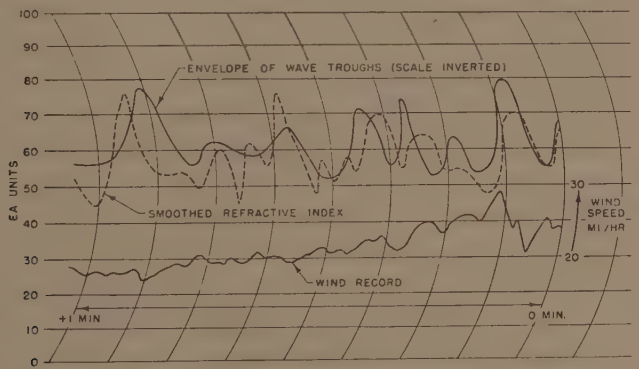


Fig. 5. Simultaneous smoothed curves of wind speed and five foot refractive index together with the envelope of the wave troughs. Lake Buchanan, Texas — 24 June 1952, 1256 CST

imposed eddies of high water vapor content and low temperature. At 35 feet, the period of such eddies was 0.2 to 0.8 seconds.

In Fig. 4 and 5 we see the refractive index measured at 5 feet and the simultaneous record of water waves. The actual record for a one-minute

interval is shown in Fig. 4, and, while there is some similarity in the two curves, one cannot help but notice the agreement between the two curves in Fig. 5 where we see the same data now smoothed.

Using 75 minutes of data of the sort shown in Fig. 2 and 3, it has been possible to determine representative means for the temperature and vapor pressure at each of five measuring levels, 5, 15, 25, 35, and 45 feet above the water surface. It has also been possible to estimate the maximum eddy values for temperature and water vapor pressure at each level, using the peak values noted over each measurement period. A root mean square eddy can also be determined using statistical relations derived by

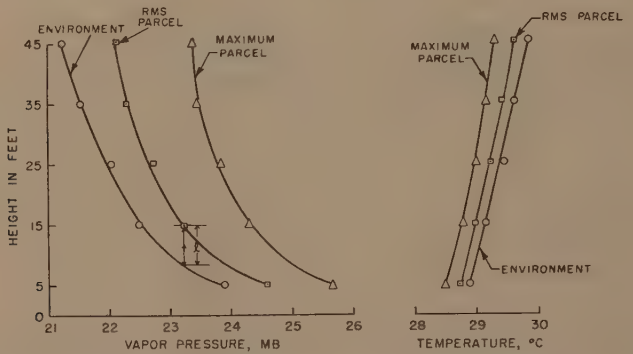


Fig. 6. Vertical distribution of temperature and vapor pressure for environment and rising parcel. Lake Buchanan, Texas — 24 June 1952, 0950—1105 CST

LONGUET-HIGGINS for water waves [3]. Fig. 6 shows plots giving the vertical distribution of the environment and eddy (or parcel) values of temperature and vapor pressure.

From these plots it has been possible to estimate graphically a mixing length based on the rms eddy. We say simply that, for an eddy at a given height, the mixing length is the vertical distance between the eddy curve at that height and the environment curve. An example is shown in Fig. 6 for an eddy at 15 feet on the vapor pressure plots. The results are shown below in tabular form (Table 1).

We may also use the classical equation for mixing length, eq. (1):

$$e_e - e_p = e' = l\frac{de_e}{dz} \tag{1}$$

where e_e = environmental vapor pressure
e_p = parcel or eddy vapor pressure
l = mixing length.

Corresponding to the plots in Fig. 6, there are two empirical equations for the vertical distribution of vapor pressure: one for the parcel and one for the environment:

$$e_p = 1.10 \left(27.86 - \ln \frac{z}{z_0}\right) \tag{2}$$

$$e_e = 1.21 \left(25.32 - \ln \frac{z}{z_0}\right) \tag{3}$$

where we have a z_o of .018 ft (0.54 cm.) when e_p is equal to e_e.

Manipulation of eqs. (1), (2), and (3) give us

$$l = .09\, z \ln \frac{z}{z_0} \tag{4}$$

Since the fluctuations in temperature and moisture at 5 ft appear to be so closely related to the wave motion, we might well consider that all of the eddies are parcels forced up from the wave crests, with only the largest and strongest eddies having substantial vertical velocities reaching the upper levels. It is proposed, for this case, that we represent the initial rising mass by m and the mass at some other levels as $(m + n)$. Thus, we can write

$$(m + n)\, e_{p2} - m\, e_{p1} = \int_{z_1}^{z_2} e_e \frac{\partial n}{\partial z}\, dz \tag{5}$$

where we start out at level z_1 with m units of vapor pressure e_{p1}, and move this parcel upward, allowing it to mix with its environment, e_e. At some new level, z_2, we have a parcel made up of $m + n$ units at a new parcel vapor pressure e_{p2}. Manipulation of this equation, together with the eqs. (2) and (3) gives

$$\frac{1}{e'} \frac{de_p}{dz} = \frac{1}{m+n} \frac{dn}{dz} \tag{6}$$

and this combined with (1) leads to

$$\left(\frac{l_2\, z_1}{l_1\, z_2}\right)^{\text{const.}} = 1 + \frac{n}{m} \tag{7}$$

It is possible, with logarithmic distributions of vapor pressure, to get an expression relating the mixing length and the amount of mixing which would go on if the parcel starts upward from any level (z_1) except, of course, at or below the level where $l_1 = 0$.

If, by some chance, one were justified in using this same moisture mixing length for momentum, the wind profile would be

$$u = u^* c \ln \left[\ln \frac{z}{z_0}\right] \tag{8}$$

where c is a constant and u^* is the friction velocity. In this case $u = 0$ at the level $z = 0.05$ ft.

Table 1 shows a tabular summary of various calculations, including the β values needed to satisfy the Deacon wind profile equation [4].

Table 1. *Mixing length, values of $(m + n)$ and Deacon β parameter deduced from water vapor measurements in a stable atmosphere*

z height above water ft	cm	mixing length graphical estimates cm	$m + n$ with $m = 1$ at $z = 25$ cm	Deacon β
45	1377	765	1311	1.09
35	1071	508	960	1.14
25	765	382	607	1.15
15	459	189	290	1.17
5	152	—	49	1.25
0.82	25	—	1	—

It is unfortunate that we have wind data only at the 4 ft level to accompany these measurements. There is a need for the repetition of such a study using the new microwave hygrometer, and having simultaneous wind profile measurements. It would be helpful, too, to have a location where the overwater path was long enough to assure that the momentum distribution had adjusted itself to the vertical temperature distribution.

References

1. Magee, J. B., and C. M. Crain: A Recording Microwave Hygrometer. Rev. Sci. Inst. **29**, 51 (1958).
2. Crain, C. M.: Apparatus for Recording Fluctuation in the Refractive Index of the Atmosphere. Rev. Sci. Inst. **21**, 456 (1950).
3. Longuet-Higgins, M. S.: On the Statistical Distribution of the Heights of Sea Waves. J. Marine Res. **9**, 245 (1952).
4. Sutton, O. G.: Micrometeorology. New York: McGraw-Hill. 1953.

551.511

(Meteorologisches Institut der Universität München,
Leitung: Prof. Dr. R. Geiger)

Wärmestrom, Massenstrom und Volumstrom

Von

Gustav Hofmann

Zusammenfassung. Ausgehend von der Gleichung eines mit einem Massenstrom $m = \rho\, v$ mitgeführten Wärmestromes $L = m\, i$ wird gezeigt, daß der Wärmestrom nur dann willkürfrei angegeben werden kann, wenn der Massenstrom im Mittel verschwindet, da die spezifische Enthalpie i nur bis auf eine Konstante bestimmt ist. Auch bei abgeglichenem Massenstrom $m = 0$ herrscht eine dem mittleren Austauschwärmestrom proportionale mittlere Windgeschwindigkeit v senkrecht zur Zählfläche, wobei in der Luft $v/L = 2$ mm sec^{-1}/cal cm^{-2} min^{-1} ist.

Summary. Proceeding from the equation of a heat flux $L = m\, i$ carried along by a mass flux $m = \rho\, v$, it is shown that the heat flux can only be given without arbitrary assumptions, if the mass flux disappears in the mean, since the specific enthalpy i is determined only up to a constant. Also for a balanced mass flux $m = 0$ there exists an average wind velocity v normal to the surface of reference, which is proportional to the mean heat exchange flux, whereby for air $v/L = 2$ mm sec^{-1}/cal cm^{-2} min^{-1}.

Résumé. Partant de l'équation d'un flux de chaleur $L = m\, i$ entraîné dans un courant de masse $m = \rho\, v$, on montre qu'il ne peut être déterminé sans arbitraire que lorsque le courant de masse disparaît en moyenne, puisque l'enthalpie i spécifique n'est déterminée qu'à une constante près. Même par courant de masse $m = 0$ neutralisé, il existe une vitesse moyenne de vent v normale à la surface envisagée, proportionnelle au flux moyen d'échange turbulent de chaleur, avec $v/L = 2$ mm sec^{-1}/cal cm^{-2} min^{-1} dans l'air.

1. Der mitgeführte Wärmestrom

Bewegt sich Luft der Dichte ρ durch eine ruhende Zählfläche mit einer Geschwindigkeit, deren zur Zählfläche senkrechte Komponente v ist, so ist

$$m = \rho\, v \tag{1}$$

die Flächendichte des *Massenstromes*, d. h. die je Zeit- und Flächeneinheit durch die Zählfläche strömende Masse der Luft.

Enthält diese Luft eine Eigenschaft, deren auf die Masseneinheit Luft bezogener Wert durch s gegeben ist, so ist

$$S = m\,s = \rho\,v\,s \tag{2}$$

die Flächendichte des Eigenschaftsstromes.

Für meteorologische Anwendungen bedeutsame Eigenschaften dieser Art sind der Impuls, der Wärmeinhalt oder der Gehalt an Beimengungen, insbesondere an Gasen wie Wasserdampf oder Kohlendioxyd. Es ist üblich, wenn auch nicht exakt richtig, die Flächendichten der Ströme der oben angeführten Eigenschaften einfach mit Impulsstrom, Wärmestrom, Wasserdampfstrom usw. zu bezeichnen.

Im folgenden soll vor allem der mit der Luft mitgeführte *Wärmestrom* betrachtet werden

$$L = m\,i = \rho\,v\,i, \tag{3}$$

wobei i die spezifische Enthalpie ist.

Sind die angegebenen Größen zeitlich nicht konstant, so kann man sie in ihren zeitlichen Mittelwert, also etwa

$$\bar{i} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau i\,dt, \tag{4}$$

wobei τ der Mittelungszeitraum ist, und die aktuelle Abweichung von diesem Mittelwert, also die Schwankung

$$\acute{i} = i - \bar{i} \tag{5}$$

zerlegen. Der Mittelwert dieser Schwankung muß natürlich immer verschwinden:

$$\overline{\acute{i}} = \overline{(i - \bar{i})} = \bar{i} - \bar{i} = 0. \tag{6}$$

Führt man diese Zerlegung der aktuellen Größe in Mittelwert und Schwankung in (3) ein und bildet das Mittel von L, so ist

$$\bar{L} = \overline{(\bar{m} + \acute{m})\,(\bar{i} + \acute{i})} = \bar{m}\,\bar{i} + \overline{\acute{m}\,\acute{i}}. \tag{7}$$

Der mittlere Wärmestrom ist also die Summe aus dem Produkt des mittleren Massenstromes mit der mittleren spezifischen Enthalpie und dem Mittel aus dem Produkt der Schwankungen dieser Größen.

Den ersten Summanden kann man *Mitführungswärmestrom* nennen, da bei ihm gleichsam die mittlere Enthalpie $\bar{i}$ mit dem mittleren Massenstrom $\bar{m}$ mitgeführt wird. Der zweite Summand gibt den Wärmestrom für den Fall des Fehlens eines mittleren Massenstroms an. In diesem Fall findet im Mittel kein Massentransport statt wohl aber ein Wärmetransport. Die von beiden Seiten durch das Zählflächenelement strömende Luftmasse ist im Mittel gleich, die von der einen Seite kommende Luft transportiert aber im Mittel mehr Energie durch die Zählfläche als die von der anderen Seite kommende Luft, so daß im Mittel gleichsam nur die Wärme ausgetauscht wird. Man kann diesen Term daher *Austauschwärmestrom* nennen.

2. Der Nullpunkt der spezifischen Enthalpie

Wollte man nun in einem konkreten Fall den Mitführungswärmestrom $\bar{L}_M = \bar{m}\,\bar{\imath}$ seinem Wert nach wirklich angeben, so käme man in Verlegenheit, da man den Wärmeinhalt der Luft, d. h. die spezifische Enthalpie i, nur bezüglich eines willkürlich wählbaren Nullniveaus, also nicht absolut angeben kann.

Die Wahl jenes Zustandes der Luft, dem man die spezifische Enthalpie $i = 0$ zuordnet, ist willkürlich und der aus (7) errechnete Wert von $\bar{L}$ ist solange nicht frei von dieser Willkür, als $\bar{m} \neq 0$ ist, d. h. solange im Mittel Masse durch die Zählfläche strömt.

Um dies zu zeigen, genügt es, $\bar{L}_M$ allein zu betrachten. Nimmt man zur Vereinfachung an, daß alle Größen zeitlich konstant sind, so ist mit $\acute{m} \equiv 0$, $\acute{\imath} \equiv 0$ auch $\bar{L}_A = \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}} = 0$, d. h. kein Austauschwärmestrom vorhanden. Dann ist

$$L = \bar{L}_M = \bar{m}\,\bar{\imath} = m\,i \tag{8}$$

Ferner kann man zur Vereinfachung zunächst die Luft als ideales Gas konstanter spezifischer Wärme c_p ansehen, das bei der Temperatur T_0 die spezifische Enthalpie $i = 0$ habe. Dieser Wert T_0 kann, wie oben schon betont wurde, willkürlich festgelegt werden. Von der Temperatur T der Luft ist aber nicht nur die spezifische Enthalpie

$$i = c_p\,(T - T_0) \tag{9}$$

sondern auch die in m eingehende Dichte der Luft

$$\varrho = \frac{p}{R_L\,T} \tag{10}$$

abhängig, so daß

$$L = m\,i = \varrho\,v\,c_p\,(T - T_0) = \frac{c_p}{R_L}\,p\,v\,\frac{T - T_0}{T} \tag{11}$$

wird.

Setzt man $T_0 = 273°$ K, d. h. ordnet man der Luft von 0° C die spezifische Enthalpie $i = 0$ zu, so wächst L (wenn auch nicht linear) mit der Temperatur. L ist positiv bei $T > 0°$ C, null bei $T = 0°$ C und negativ bei $T < 0°$ C.

Setzt man dagegen $T_0 = 0°$ K, d. h. sieht man die Luft durchwegs als ideales Gas mit konstantem c_p an und ordnet dieser Luft beim absolutem Nullpunkt die spezifische Enthalpie $i = 0$ zu, so wird

$$L = \frac{c_p}{R_L}\,p\,v = 3{,}5\,p\,v \tag{12}$$

unabhängig von T. Bei jeder beliebigen Temperatur wäre also der Wärmestrom gleich und zwar bei $p = 1000$ mb und $v = 1$ m sec^{-1} $L = 500$ cal cm^{-2} min^{-1}.

Geht man bei der Berechnung von i von der realen Luft aus, so sind (auch bei trockener Luft) neben dem Einfluß des variablen c_p die Phasen-

umwandlungswärmen in i enthalten, wenn man der (festen) Luft von 0° K die spezifische Enthalpie $i = 0$ zuordnet. In diesem Fall ist sicher $i > c_p T$, was formal $T_0 < 0°$ K entspricht und bei (11) dazu führt, daß L sogar mit wachsender Temperatur kleiner wird.

Dieses paradox erscheinende Ergebnis, daß der mit einem Luftstrom mitgeführte Wärmestrom einmal mit zunehmender Temperatur wächst, einmal unabhängig von der Temperatur ist und einmal sogar mit steigender Temperatur abnimmt, je nachdem wie man das Nullniveau der spezifischen Enthalpie wählt, soll nur an Hand von Beispielen veranschaulichen, welche Folgen diese freie Wahl des Energienullpunktes hat. Daß man den Energienullpunkt frei wählen kann, rührt letztlich davon her, daß jede in der Luft enthaltene Energieform, und nicht nur die in der Meteorologie besonders wichtige Verdunstungswärme des Wasserdampfes, prinzipiell als fühlbare Wärme manifest werden kann und daher zu i hingezählt werden muß, auch wenn man unter i nur die „fühlbare Wärme" verstehen wollte. Im äußersten Falle müßte man daher entsprechend der Energie-Massen-Relation $i = c^2$ setzen, was bei 0° C, 1000 mb und 1 m sec^{-1} zu $L = 1{,}67 \cdot 10^{21}$ cal cm^{-2} min^{-1} führt.

Die der obigen Überlegung zugrunde liegende Tatsache, daß der Energieinhalt eines Luftvolumens nicht willkürfrei angebbar ist, hat A. SOMMERFELD [4], angeregt durch eine Publikation von R. EMDEN [1], eingehend diskutiert. EMDEN fragt, wo denn die beim Heizen eines Raumes erzeugte Wärme hinkomme, und findet bei der Annahme, daß die Luft sich wie ein ideales Gas verhalte (entspricht $T_0 = 0°$ K), den Wärmeinhalt[1] eines bestimmten Luftvolumens unabhängig von seiner Temperatur. In diesem Fall ist zwar die spezifische Enthalpie proportional zu T, gleichzeitig nimmt aber die Dichte proportional T^{-1} ab, so daß ein vorgegebenes Volumen immer den gleichen Wärmeinhalt obiger Definition hat. EMDEN folgert: „Die ganze Energie, die wir durch Heizung ins Zimmer gebracht haben, ist durch die Poren der Wände ins Äußere entschlüpft." SOMMERFELD erweitert die für $T_0 = 0°$ K geltenden Überlegungen EMDENS noch auf den Fall $T_0 < 0°$ K.

Formt man die Einheit der Windgeschwindigkeit etwas um

$$\text{cm sec}^{-1} = \text{cm}^3\,\text{cm}^{-2}\,\text{sec}^{-1},$$

so sieht man, daß man v auch als das je Zeit- und Flächeneinheit durch die Zählfläche strömende Volumen auffassen kann also als die Flächendichte des Volumstromes bzw. daß man einfach v entsprechend der in der Meteorologie üblichen Ausdrucksweise mit *Volumstrom* bezeichnen kann. Auf diese Frage wird später noch näher eingegangen werden. Hier soll die Umformung nur die Brücke zwischen dem ruhenden Luftvolumen des Emdenschen Paradoxons und dem undefinierten Wärmestrom $L = m\,i$ bei der obigen Überlegung schlagen.

Aus all dem folgt, daß sich der mittlere von einem Massenstrom mitge-

[1] R. EMDEN verwendet zu seiner Überlegung die innere Energie $c_v T$. Für das Ergebnis ist dieser Unterschied ohne Belang.

führte Wärmestrom $\bar{L}$ dann und nur dann willkürfrei angeben läßt, wenn der mittlere Massenstrom $\bar{m}$ durch die Zählfläche verschwindet.

Diese Feststellung gilt für ein stofflich einheitliches Medium oder — wie im Falle der Luft — für ein Gemisch mit konstanten Anteilen der Komponenten. In diesem Fall verschwindet mit dem Gesamtmassenstrom der Massenstrom jeder Komponente. Ist dies nicht der Fall, d. h. ist zwar der Gesamtmassenstrom abgeglichen aber nicht der Massenstrom jeder Komponente — wie etwa bei der Verdunstung — so läßt sich der Wärmestrom nicht willkürfrei angeben [3]; doch wird dieser Fall hier ausgeschlossen.

In diesem Fall eines fehlenden mittleren Massenstromes eines homogenen Mediums

$$\bar{m} = 0 \tag{13}$$

ist der mittlere Wärmestrom

$$\bar{L} = \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}} = \bar{L}_A \tag{14}$$

allein durch den Austauschwärmestrom $\bar{L}_A$ gegeben, der damit die einzige Möglichkeit eines willkürfrei angebbaren Wärmetransports durch Mitführung ist. Dies gilt nicht nur für eine Zählfläche sondern ebenso für einen von Luft durchströmten Raum. Dessen Energiebilanz ist dann und nur dann willkürfrei angebbar, wenn seine Massenbilanz im Mittel über den betrachteten Zeitraum abgeglichen ist. In allen anderen Fällen, in denen die Luftmasse im Volumen zu- oder abgenommen hat, ist die zu dieser Massenänderung gehörende Änderung des Energieinhaltes nicht willkürfrei angebbar, also unbestimmt.

3. Der mittlere Volumstrom bei abgeglichenem Massenstrom

Die Bedingung $\bar{m} = 0$ ist im allgemeinen keineswegs identisch mit $\bar{v} = 0$. Vielmehr verbleibt auch bei fehlendem mittleren Massenstrom eine mittlere Windgeschwindigkeit senkrecht zur Zählfläche.

Aus (1) folgt

$$v = \frac{m}{\varrho} \tag{15}$$

und mit (10)

$$v = \frac{m}{p} R_L T. \tag{16}$$

Nun ist einerseits wegen

$$\bar{m} = 0 \qquad\qquad m = \acute{m} \tag{17 a, b}$$

und wegen

$$\acute{\imath} = c_p \acute{T} \qquad\qquad T = \bar{T} + \acute{T} = \bar{T} + \frac{\acute{\imath}}{c_p}. \tag{18 a, b}$$

Führt man (17 b) und (18 b) in (16) ein, so wird

$$v = \frac{\acute{m}}{p} R_L \bar{T} + \frac{R_L}{c_p} \cdot \frac{1}{p} \acute{m}\,\acute{\imath} \tag{19}$$

und der gesuchte Mittelwert von v, da das erste Glied der rechten Seite von (19) wegen $\acute{m} = 0$ verschwindet,

$$\bar{v} = \frac{R_L}{c_p} \cdot \frac{1}{p} \overline{\acute{m}\,\acute{i}} = \frac{R_L}{c_p} \cdot \frac{\bar{L}}{p} = \frac{0{,}286}{p} \cdot \bar{L}. \tag{20}$$

Bei einem Austauschwärmestrom durch die Zählfläche herrscht somit senkrecht zur Zählfläche ein Wind, der dem Austauschwärmestrom proportional ist. Für $p = 1000$ mb ist der Koeffizient von $\bar{L}$

$$\frac{R_L}{c_p} \cdot \frac{1}{p} = \frac{0{,}286}{1000 \text{ mb}} = 2{,}0 \text{ mm sec}^{-1}/\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}, \tag{21}$$

d. h. bei einem Austauschwärmestrom von 1 cal $\text{cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}$ beträgt dieser „Wind" 2 mm sec^{-1}.

Verglichen mit den üblichen meteorologischen Windgeschwindigkeiten mag dieser aus dem Wärmeaustausch herrührende Wind klein erscheinen. Genau genommen darf man aber ebensowenig allgemein $\bar{v} = 0$ setzen wie $\rho = \bar{\rho} = \text{const}$, wie es vielfach [*2, 3, 5*] geschieht.

Durch diese mittlere Windgeschwindigkeit $\bar{v}$ werden gleichsam etwa 29% des Austauschwärmestromes $\bar{L}$ durch die Zählfläche transportiert. Eine kleine Umformung von (20) ergibt

$$p\,\bar{v} = \frac{R_L}{c_p} \bar{L} = 0{,}286\,\bar{L}. \tag{22}$$

Dieses $p\,\bar{v}$ ist nichts anderes als die äußere Arbeitsleistung, welche die in der Richtung des mittleren Wärmetransports fließende wärmere Luft gegen den Luftdruck leisten muß, um den zusätzlichen Raum für sich gegenüber der zum Massenausgleich nach der anderen Seite fließenden kälteren Luft zu schaffen. Die restlichen etwa 71% von $\bar{L}$ werden als innere Energie der Luft, d. h. als ungeordnete kinetische Energie der Molekel ausgetauscht.

Die Ableitung von (20) enthält keinerlei Annahmen über die Einzelheiten des Transportmechanismus. $\bar{v}$ ist also insbesondere auch bei rein molekularem Transport von Wärme vorhanden, d. h. bei jeder Wärmeleitung, wenn es auch nur bei Gasen die durch (21) gegebene Größenordnung erreicht. In unmittelbarer Nähe einer Wärme abgebenden Oberfläche ist $\bar{v}$ nichts anderes als eine andere Beschreibung für die Tatsache, daß die sich zur Oberfläche bewegenden „kälteren" Molekel sich im Mittel langsamer zur festen Oberfläche bewegen als nach der Energieübertragung die nunmehr „wärmeren" Molekel von ihr weg. In dieser unmittelbaren Nachbarschaft der Oberfläche wird auch bei einem Wind tangential zur Oberfläche die aus dem Austauschwärmestrom herrührende zur Oberfläche senkrechte Komponente $\bar{v}$ nicht mehr klein sein gegenüber der mittleren zur Oberfläche parallelen Strömung.

Wie eingangs gesagt wurde, ist m die je Zeit- und Flächeneinheit durch die Zählfläche strömende Luftmasse. Später wurde gezeigt, daß

man v auch als das je Zeit- und Flächeneinheit durch die Zählfläche strömende Luftvolumen auffassen kann. Wird nun bei $\bar{m} = 0$ Wärme durch die Zählfläche transportiert, so heißt dies, daß im Mittel ebensoviel Masse von der kälteren Seite zur wärmeren fließt wie umgekehrt. Die zur wärmeren Seite strömende Luft ist aber im Mittel kälter und hat daher ein kleineres Volumen als die Luft gleicher Masse, welche zum Ausgleich in der umgekehrten Richtung fließt. Im Mittel fließt daher ein größeres Volumen von der wärmeren zur kälteren Seite der Zählfläche, d. h. es herrscht im Mittel ein Wind $\bar{v}$ nach (20) in der Richtung des Wärmetransports.

Auf Grund dieser Überlegung läßt sich nunmehr die Beziehung (20) zwischen dem mittleren Austauschwärmestrom $\bar{L}$ und dem mittleren Volumstrom, d. h. der mittleren Windgeschwindigkeit $\bar{v}$ gewinnen, ohne daß man etwa die Zusatzgrößen und ihre Korrelation in der Ableitung benötigt.

Es fließe insgesamt der Massenstrom m mit einer mittleren Lufttemperatur ϑ_1 in der einen Richtung. Dann ist der mit diesem Massenstrom verbundene Volumstrom durch

$$v_1 = \frac{m}{\rho_1} = \frac{m}{\rho_0}(1 + \alpha\,\vartheta_1) \tag{23}$$

gegeben, wobei ρ_0 die Dichte bei 0° C, α der isobare Ausdehnungskoeffizient und ϑ die Celsiustemperatur ist.

In der anderen Richtung muß beim Abgleich der Massenbilanz gleichfalls der Massenstrom m fließen, der die mittlere Lufttemperatur ϑ_2 habe. Dann ist der mit diesem Massenstrom verbundene Volumstrom durch

$$v_2 = \frac{m}{\rho_2} = \frac{m}{\rho_0}(1 + \alpha\,\vartheta_2) \tag{24}$$

gegeben.

Der mittlere resultierende Volumstrom ist die Differenz aus beiden Volumströmen

$$\bar{v} = v_1 - v_2 = \frac{m}{\rho_0}\alpha\,(\vartheta_1 - \vartheta_2). \tag{25}$$

Der mit diesem Massenaustausch verbundene Wärmetransport ist in der einen Richtung

$$L_1 = m\,i_1 = m\,c_p\,\vartheta_1 \tag{26}$$

und in der anderen

$$L_2 = m\,i_2 = m\,c_p\,\vartheta_2, \tag{27}$$

wenn man der Luft von 0° C die spezifische Enthalpie $i = 0$ zuordnet. Im Gesamtwärmetransport

$$\bar{L} = m\,(i_1 - i_2) = m\,c_p\,(\vartheta_1 - \vartheta_2) \tag{28}$$

fällt diese willkürliche Wahl des Nullniveaus der spezifischen Enthalpie heraus.

Faßt man (25) und (28) unter Eliminierung von $\vartheta_1 - \vartheta_2$ zusammen, so folgt

$$\bar{v} = \frac{\alpha}{\rho_0 c_p} \bar{L}. \tag{29}$$

Bei einem idealen Gas, als welches wir die Luft hier ansehen können, ist nun

$$\alpha = \frac{1}{T_0} \quad \text{und} \quad \rho_0 = \frac{p}{R_L T_0} \tag{30 a, b}$$

und daher

$$\bar{v} = \frac{R_L}{c_p} \cdot \frac{\bar{L}}{p}. \tag{31}$$

Es ergibt sich also die obige Gleichung (20).

(29) ist aber nicht bloß auf Gase anwendbar. So ist beispielsweise für Wasser bei

T = 0 4 10 20 30 °C

$\alpha/\rho\, c$ = — 10 0 15 39 51 · 10^{-6} mm $\sec^{-1}$/cal cm^{-2} $\min^{-1}$.

Der Effekt ist in Wasser mit seinem viel kleineren Ausdehnungskoeffizienten α und seiner viel größeren Volumwärme $\rho\, c$ natürlich viel kleiner als in Luft und kehrt unterhalb von 4° C entsprechend dem Dichtemaximum bei dieser Temperatur sein Vorzeichen um. Der mittlere Volumstrom $\bar{v}$ beim Fehlen eines mittleren Massenstromes $\bar{m}$ und Vorhandensein eines mittleren Austauschwärmestroms $\bar{L}$ wird also im allgemeinen nur bei Gasen merkliche Werte, d. h. Werte in der Größenordnung mm · $\sec^{-1}$ annehmen.

4. Die Sonderstellung des Wärmestromes

Aus den bisherigen Überlegungen sieht man, daß der Wärmestrom unter den Strömen des atmosphärischen Transports gewissermaßen eine Sonderstellung einnimmt, wobei die unter A und B angegebenen Gesetzmäßigkeiten gelten.

A. *Der mit einem Massenstrom mitgeführte Wärmestrom ist nur dann eindeutig bestimmt, wenn der mittlere Massenstrom verschwindet.*

Dies ist eine Folge davon, daß der Energieinhalt eines Körpers nur bis auf eine Konstante bestimmt ist. Die übrigen Ströme des atmosphärischen Transports zeigen diese Eigenheit nicht. Sowohl beim Impuls wie beim Gehalt der Luft an Beimengungen gibt es einen definierten Nullpunkt, dem $s = 0$ entspricht. In allen diesen Fällen kann man auch dann einen definierten Eigenschaftsstrom angeben, wenn der mittlere Massenstrom nicht verschwindet.

B. *Die in den Massenstrom eingehende Dichte ist nicht unabhängig von der transportierten Eigenschaft, dem Wärmeinhalt.* Bei der fühlbaren Wärme hängt die Dichteschwankung in einer formelmäßig angebbaren Weise mit der Schwankung der spezifischen Enthalpie zusammen, die die Berechnung des auch bei abgeglichenem Massenstrom herrschenden Vo-

lumstroms erlaubt. Diese zur Zählfläche senkrechte und dem Austauschwärmestrom proportionale Windgeschwindigkeit ist unabhängig von den Einzelheiten des Transportmechanismus. Sie tritt also auch beim molekularen Wärmetransport auf und erreicht in Luft 2 mm sec ^{1}/cal cm^{-2} min $^{-1}$.

Auch wenn man davon absieht, daß der Wärmeinhalt über die Dichte und damit den Auftrieb den Transportmechanismus beeinflussen kann, geben die beiden unter A und B besprochenen Erscheinungen dem Wärmestrom eine gewisse Sonderstellung gegenüber den übrigen Austauschströmen des atmosphärischen Transports.

Literatur

1. Emden, R.: Why do We Have Winter Heating? Nature **141**, 908 (1938).
2. Lettau, H.: Atmosphärische Turbulenz. Leipzig, 1939.
3. Montgomery, R. B.: Convection of Heat. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **7**, 125—132 (1954).
4. Schlichting, H.: Grenzschichttheorie. Karlsruhe, 1951.
5. Sommerfeld, A.: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. 5: Thermodynamik und Statistik. Wiesbaden, 1952.
6. Sutton, O. G.: Atmospheric Turbulence. London, 1955.

551.511

(Meteorologisches Institut der Universität München,
Leitung: Prof. Dr. R. Geiger)

Wärmehaushalt und Advektion

Von

Gustav Hofmann

Zusammenfassung. Der Feststellung, daß in der Energiebilanz einer horizontalen Oberfläche keine advektiven Glieder auftreten können, scheint auf den ersten Blick die Angabe von Advektionsgliedern in einigen Arbeiten zu widersprechen. Es zeigt sich aber, daß es sich dabei entweder um die Energiebilanz eines Volumens handelt, wobei die Glieder der Vergleichbarkeit wegen auf die Bodenoberfläche bezogen sind, oder daß Meß- bzw. Überlegungsfehler vorliegen.

Advektive Wärmeströme können nur bei einem Volumen eine Rolle spielen. Die Betrachtung der Energiebilanz eines festen Volumens ergibt dann, daß auch bei stationären Verhältnissen der Wärmestrom von der Luft zum Boden im allgemeinen nicht gleich dem vertikalen Austauschwärmestrom oberhalb der Bodenoberfläche ist. Vielmehr treten vier weitere Wärmeströme hinzu, die als Durchflußwärmestrom, vertikaler Mitführungswärmestrom, advektiver Mitführungswärmestrom und advektiver Austauschwärmestrom bezeichnet werden. Ihr Anteil am Wärmestrom von der Luft zum Boden hängt nicht nur von den meteorologischen Verhältnissen, sondern auch von der Höhenlage der Zählfläche ab, für die der Austauschwärmestrom bestimmt wird. Ihre Abschätzung an Hand einfacher, plausibler Annahmen zeigt, daß sie im allgemeinen nicht vernachlässigt werden dürfen. Eine hinreichende Bedingung für ihr Verschwinden ist die Annahme, daß im zeitlichen Mittel alle Parameter in gleicher Höhe den gleichen Wert haben. Auch für instationäre Verhältnisse und den Wärmetransport in einem inhomogenen Medium läßt sich die Energiebilanz aufstellen, was aber bei Änderungen der im Volumen enthaltenen Masse an Beimengung nicht mehr willkürfrei möglich ist.

Summary. The statement that no advective terms occur in the energy balance of a horizontal surface seems at first sight to be in contradiction to the quotation of advective terms in some publications. It proves, however, that in that case it is a question of energy balance of a volume, where for comparability the terms are related to the ground surface, or that it is due to errors of measurement or consideration.

Advective heat fluxes are merely of importance with three-dimensional problems. The study of the energy balance of a solid volume shows that the heat flux from the air to the ground is generally not equal to the vertical exchange heat flux above the ground surface, even with stationary conditions. Four further heat fluxes supervene which may be designated as passing heat flux, vertical convection heat flux, advective convection heat flux and advective exchange heat flux. Their share of heat flux from the air to the ground depends not only on the meteorological conditions but also on the altitude of the reference surface for which the exchange heat flux is determined. Its estimation by simple, plausible assumptions shows that in general they should not be neglected. A sufficient condition for their disappearance is the assumption that all parameters at the same level have the same temporal mean value. The energy balance can be set up also for unstationary conditions and for the heat transport in an inhomogeneous medium. In the case where the mass of admixtures contained in the volume undergoes changes the energy balance cannot be established without arbitrary assumptions.

Résumé. Le fait que dans le bilan énergétique d'une surface horizontale il ne peut y avoir de terme advectif semble à première vue contredire certains travaux qui en ont fait état. Mais il s'avère qu'il s'agit soit du bilan énergétique d'un volume, soit d'une erreur de mesure ou de raisonnement.

Des courants advectifs de chaleur ne peuvent jouer de rôle que dans le cas d'un volume. Considérant le bilan énergétique d'un volume fixe, on voit que même dans l'état stationnaire le flux de chaleur dirigé de l'air vers le sol n'est pas égal en général au courant vertical d'échange turbulent au-dessus du sol ; bien plus, il existe en réalité quatre autres flux (à savoir le flux de chaleur traversant, le flux vertical de chaleur convective, le flux de chaleur advective et le flux d'échange de chaleur advective) dont l'apport au flux de chaleur air/sol ne dépend pas seulement des conditions météorologiques, mais aussi de l'altitude de la surface choisie pour le calcul. L'estimation de ces flux, faite sur la base d'hypothèses simples et plausibles, montre qu'on ne peut pas en général les négliger. Ils ne peuvent disparaître que si en moyenne, dans un temps donné, tous les paramètres sont égaux, à la même altitude. Dans le cas d'états non stationnaires et de milieu non homogène, on peut dresser le bilan énergétique, ce qui n'est plus possible sans arbitraire lorsque la masse d'éléments adjonctifs du volume se modifie.

Bei vielen qualitativen Überlegungen mikrometeorologischer Art spielt die Advektion eine hervorragende Rolle. Man denke nur an die Einteilung in selbständige und unselbständige Mikroklimate nach R. Geiger [*12*], bei der die Stärke der advektiven Einflüsse sogar das Hauptmerkmal für die Unterscheidung ist, oder an die Klimate in der Nähe der Grenzlinie zwischen einer Wasser- und einer Bodenoberfläche (Uferklima), zwischen zwei Flächen mit verschiedenartigem Pflanzenbestand (Bestandsrandklima) oder auch an Begriffe wie Advektivfrost, advektive Erwärmung, advektive Abkühlung usw. Alle diese Bezeichnungen sollen darauf hinweisen, daß auf die meteorologischen Parameter an einem Ort die der Umgebung einen mehr oder minder großen Einfluß haben. Wie der Wirkungsmechanismus dieser „Advektion" im einzelnen ist, wird dabei nicht gesagt; die Aussage hat also einen mehr qualitativen Charakter.

Sucht man nun quantitative Anhaltspunkte über diese „Advektion" zu finden, so wird man in der Regel enttäuscht. Die Messungen des Wärmehaushalts, die gerade die Rolle dieser Advektion erkennen lassen müßten, enthalten abgesehen von einigen wenigen Ausnahmen, die später noch besprochen werden, keine Advektionsglieder.

1. Die Wärmehaushaltsgleichung einer horizontalen Oberfläche

Wenn man sich die Zusammenhänge genau überlegt, ist das auch nicht verwunderlich. In der Energiebilanzgleichung einer Oberfläche (Boden, Wasser)

$$S_0 + B_0 + L_0 + V_0 = 0 \tag{1}$$

ist

S_0 die Strahlungsbilanz, d. h. die Differenz der zur Oberfläche kommenden und von der Oberfläche weggehenden (teils reflektierten, teils emittierten) Strahlungsströme,

B_0 der aus dem Untergrund (Boden, Wasser u. ä.) zur Oberfläche kommende Wärmestrom,

L_0 der aus der Luft zur Oberfläche kommende Strom fühlbarer Wärme und

V_0 der aus der Luft zur Oberfläche kommende Strom latenter Verdunstungswärme, der dort bei der Phasenumwandlung des Wassers umgesetzt wird.

Wie die obigen Definitionen schon zeigen, haben dabei die Wärmeströme positive Werte, wenn sie zur Oberfläche gerichtet sind[1]. Immer muß daher ein Teil von ihnen positiv, ein Teil negativ sein, da die idealisierte gleichsam nur als Zählfläche dienende Oberfläche keine Wärmekapazität hat. Die Energiebilanzgleichung (1) ist nur eine dem Problem angepaßte Form des Energiesatzes, wobei die einzelnen Glieder bestimmte Formen des Energietransports repräsentieren.

Sieht man davon ab, daß in Sonderfällen noch andere Möglichkeiten des Energietransports zur Erdoberfläche bestehen, wie etwa der einer sauberen Definition [*16*] nicht leicht zugängliche Wärmetransport durch den Niederschlag N_0, und nimmt man die im Vergleich zu den übrigen Wärmeströmen meist sehr kleinen [*4*] Energieumsetzungen im Pflanzenbewuchs (Assimilation, Atmung) zu B_0, so stellen die 4 Glieder von (1) alle Möglichkeiten des Energietransports dar. Für Advektionsglieder ist kein Platz mehr, da jeder aus der Luft kommende Wärmestrom in L_0 oder V_0, jeder aus dem Boden (Wasser) kommende in B_0 enthalten sein muß.

In der Energiebilanzgleichung einer horizontalen Fläche können aber schon deswegen keine Advektionsglieder auftreten, weil ein advektiver Transport einen horizontalen Wärmestrom bedeutet. Horizontale Wärmeströme können wohl in ein Volumen, das ja auch vertikale Be-

[1] In vielen Arbeiten sind die Vorzeichen teilweise anders gewählt. Soweit solche Werte zitiert werden, wurde das Vorzeichen entsprechend der obigen Festlegung geändert.

grenzungsflächen hat, eintreten und damit in dessen Wärmebilanz eine Rolle spielen, nicht aber bei der Wärmebilanz einer zu den Strömen selbst parallelen Fläche, die keine vertikale Ausdehnung besitzt und daher auch keine vertikalen Seitenflächen hat.

Nicht das Nullwerden der horizontalen Windgeschwindigkeit an der Erdoberfläche, wie B. P. Alissow, O. A. Drosdow und E. S. Rubinstein [2] im Anschluß an eine Darstellung der globalen Wärmehaushaltskomponenten nach M. I. Budyko [6] ausführen, ist der eigentliche Grund für das Fehlen advektiver Glieder im Wärmehaushalt der Oberfläche, sondern daß das Wirksamwerden eines horizontalen Wärmetransports eine vertikale Begrenzung eines Volumens voraussetzt, durch die diese Energie einströmen kann. Für eine horizontale Fläche, wie sie die idealisierte Erdoberfläche darstellt, gibt es weder diese vertikale Begrenzung noch ein Volumen.

Wenn aber in ein abgegrenztes Luftvolumen über der Erdoberfläche advektiv Wärme gebracht wird, d. h. mehr Wärme horizontal einströmt als wegfließt, so ist damit noch lange nicht gesagt, daß diese Wärme zur Erdoberfläche fließt. Sie kann z. B. ebenso gut durch die obere Begrenzung des Luftvolumens abfließen. Wenn sie aber ganz oder teilweise zum Boden kommt, so ist sie ein Teil von L_0 bzw. V_0, der sich prinzipiell nicht vom restlichen Wärmestrom unterscheidet. Ähnlich ist es bei einer advektiv d. h. horizontal etwa durch Meeresströmungen in das Wasservolumen unterhalb der Oberfläche gebrachten Wärme. Auch diese bleibt so lange ohne Einfluß auf die Energiebilanz der Oberfläche, als sie nicht zur Oberfläche kommt. Dann ist sie aber ein Teil von B_0, der sich prinzipiell nicht von Wärme anderer Herkunft unterscheidet.

Advektive Wärmeströme kann es somit nur für Volumina geben, nicht aber für horizontale Flächen wie etwa die (idealisierte) Bodenoberfläche, für die üblicherweise die Komponenten der Energiebilanz nach [1] oder in einer analogen Weise gemessen bzw. berechnet werden.

2. Advektive Wärmeströme in der meteorologischen Literatur

Dieser oben gemachten Feststellung scheinen auf den ersten Blick die Ergebnisse einer Reihe meteorologischer Publikationen zu widersprechen, die neben den in (1) enthaltenen Gliedern des Wärmehaushalts der Erdoberfläche auch noch advektive Glieder angeben.

So enthalten die Tabellen über den globalen Wärmehaushalt unter den Werten für die Wärmehaushaltskomponenten einzelner Breitenzonen advektive Glieder, die den meridionalen Energietransport Äquator-Pol beinhalten. Nach M. I. Budyko [6] ist z. B. für die Zone zwischen 0 und 10° n. Br. im Mittel $S = 88$ kcal cm^{-2} a^{-1}, $L = -5$ kcal cm^{-2} a^{-1}, $V = -66$ kcal cm^{-2} a^{-1}. Der Ausgleich wird durch den von den Meeresströmungen bewirkten Wärmetransport erreicht, der mit -17 kcal cm^{-2} a^{-1} angegeben wird. Sieht man diese Werte als die Komponenten der Energiebilanz eines von Erde und Meer erfüllten Volumens an, so sind die -17 kcal cm^{-2} a^{-1} ein echtes advektives Glied, da sie durch die

Meeresströmungen horizontal, also advektiv weggeschafft werden. Für die Energiebilanz der Oberfläche sind sie aber nichts anderes als das Glied B_0, nämlich jener Wärmestrom, der in den Raum unterhalb der Oberfläche abgegeben wird. Für die Atmosphäre ist $S = -56$ kcal cm^{-2} a^{-1}, $L = 5$ kcal cm^{-2} a^{-1}, $V = 87$ kcal cm^{-2} a^{-1} (Kondensationswärme errechnet aus dem Niederschlag). Die Bilanz ist wiederum durch ein advektives Glied abgeglichen, nämlich durch -36 kcal cm^{-2} a^{-1}, die durch die Luftströmungen nach nördlicheren Breiten verfrachtet werden. In der Gesamtbilanz Erde + Atmosphäre dieser Breitenzone ist $S = -32$ kcal cm^{-2} a^{-1}, $V = 21$ kcal cm^{-2} a^{-1}. L verschwindet. Die Bilanz wird durch zwei advektive Wärmeströme abgeglichen, nämlich die schon erwähnten -17 kcal cm^{-2} a^{-1}, die durch Meeresströmungen transportiert werden, und die ebenfalls erwähnten -36 kcal cm^{-2} a^{-1} des horizontalen atmosphärischen Transports.

In den drei angeführten Energiebilanzen, die ebenso für andere Breitenzonen errechnet wurden, sind überall advektive Glieder enthalten. Es handelt sich dabei aber auch nicht um die Wärmebilanz von Oberflächen sondern um die räumlichen Gebilde. Dabei wurde die während eines Jahres effektiv in das Volumen einströmende Wärme auf die Flächeneinheit der Erdoberfläche bezogen, um die Werte vergleichbar zu machen. Die advektiven Glieder geben daher an, welche Wärme im Mittel im Jahr in eine Luftsäule mit 1 cm^2 Querschnitt über bzw. in eine Wassersäule von 1 cm^2 Querschnitt unter der Oberfläche horizontal d. h. advektiv transportiert wurde. Nur die erste der drei Bilanzen kann man auch als die Energiebilanz der Erdoberfläche lesen; dann wird aber das für das Volumen advektive Glied des Transports durch die Meeresströmungen zum Glied B_0 der Energiebilanz der Oberfläche.

Neben den Darstellungen des globalen Wärmehaushalts enthalten manchmal auch Arbeiten einer mehr mikrometeorologischen Zielsetzung unter den Komponenten des Wärmehaushalts der Erdoberfläche Terme, die den Einfluß des advektiven Wärmetransports beinhalten sollen. So bemängelt 1932 G. FALCKENBERG [7] an den Wärmehaushaltsmessungen von TH. HOMÉN [18], F. ALBRECHT [1] und A. ÅNGSTRÖM [3] die Vernachlässigung der Advektion und schreibt: „Meine Versuche ergaben, daß bereits ein benachbarter kleiner Wald die Messungen des Wärmehaushalts durch Advektion derartig stört, daß sie wertlos sind." Belegmaterial für diese Aussage gibt G. FALCKENBERG nicht an und verweist auf die anschließende Publikation F. KRÜGLER [19]. Dieser hat 1937 [20] nochmals zusammenfassend über diese und spätere Messungen berichtet. In insgesamt 81 Nächten wurde S_0 mit einem einmal nach oben, einmal nach unten gerichteten Pyrgeometer gemessen; B_0 wurde mit der von G. FALCKENBERG [8] angegebenen Platte aus Woodmetall bestimmt und V_0 bei Reif mit einer von A. ÅNGSTRÖM [3], bei Tau mit einer von F. ALBRECHT [1] benutzten Formel berechnet. Von diesen Messungen werden 26 aus 20 Tau- bzw. Reifnächten stammende Meßreihen als Beleg für die Notwendigkeit benutzt, ein advektives Glied in der Wärmehaushaltsgleichung einzuführen. Im Mittel dieser 26 Meßreihen wurde

gefunden: $S_0 = -112$ mcal cm^{-2} min^{-1}, $B_0 = 155$ mcal cm^{-2} min^{-1} und $V_0 = 9$ mcal cm^{-2} min^{-1}. Für das nach der Wärmehaushaltsgleichung verbleibende Restglied ergab sich -52 mcal cm^{-2} min^{-1}. KRÜGLER nahm nun an, daß in all diesen Fällen $L_0 \approx 0$ war und das Restglied somit die Auswirkung der Advektion auf den Wärmehaushalt darstelle.

Nun hat KRÜGLER seine Messungen in Nächten mit Tau- bzw. Reifbildung durchgeführt. Bei Tau- bzw. Reifbildung muß aber nicht nur $S_0 + B_0 < 0$ sein [*15*], sondern ist auch die Oberfläche die Stelle tiefster Temperatur. Letzteres zeigen auch die Temperaturmessungen KRÜGLERS, die durchwegs stabile Schichtung ergaben. Das negative Restglied KRÜGLERS entspricht aber einem Wärmetransport von der Oberfläche zur Luft, d. h. in der Richtung zunehmender Temperatur. Viel plausibler als die Annahme der Ungültigkeit des 2. Hauptsatzes erscheint wohl die Vermutung, daß die gefundenen Komponenten des Wärmehaushalts insbesondere das mit der Woodmetallplatte bestimmte B_0 falsch sind, so daß der abschließenden Feststellung KRÜGLERS, wonach die Fälle repräsentative Beispiele dafür sind, wie fehlerhaft Wärmehaushaltsüberlegungen sein können, falls unberechtigterweise Wärmetransport durch Advektion vernachlässigt wird, das Belegmaterial fehlt.

1940 hat B. H.-CHR. BRUNNER [*5*] auf Sylt die einzelnen Komponenten des Wärmehaushalts bestimmt. Auch er geht von einer Energiebilanzgleichung aus, die advektive Glieder enthält und zwar für die Advektion fühlbarer Wärme Q_α, für die Advektion latenter Wärme Q_β. Bezüglich der Einzelheiten der Bestimmungsverfahren muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. Hier sollen nur die beiden einzigen in der Publikation enthaltenen Reihen von Wärmehaushaltskomponenten wiedergegeben werden.

Zeit	S_0	B_0	L_0	V_0	Q_α	Q_β	
0815^h	381	16	-85	-321	-2	-6	mcal cm^{-2} min^{-1}
1230^h	693	-16	-172	-488	-14	-34	mcal cm^{-2} min^{-1}

Die Summe aller Glieder einschließlich der Advektion, die nach der Wärmehaushaltsgleichung 0 sein soll, ist um 0815^h -17 mcal cm^{-2} min^{-1}, um 1230^h -31 mcal cm^{-2} min^{-1}. Die Bilanz ist also besser erfüllt, als man es angesichts der verwendeten Bestimmungsmethoden erwarten kann. Da aber die Bilanz beim Weglassen der Advektionsglieder mit -9 mcal cm^{-2} min^{-1} bzw. $+17$ mcal cm^{-2} min^{-1} noch besser erfüllt ist, können die obigen Werte wohl kaum als Hinweis auf die Notwendigkeit der Einführung advektiver Glieder in die Wärmehaushaltsgleichung gewertet werden.

Vom Advektionseinfluß spricht auch eine vor kurzem erschienene Arbeit von W. HAUDE [*14*]. Dieser findet beim Vergleich der lysimetrisch gemessenen (potentiellen) Verdunstung nassen Ackerbodens mit der aus den Komponenten errechneten Strahlungsbilanz bei Kairo in den Sommermonaten ein Wärmestromdefizit von etwa 50 . . . 100 cal cm^{-2} d^{-1} ent-

sprechend einer Verdunstung von 1 . . . 2 mm d^{-1}. Er setzt dieses nach der Energiebilanzgleichung als $L_0 + B_0$ anzusprechende Restglied „auf das Konto einer zusätzlichen Energiezuführung durch die über trockenem Boden erwärmte und von der Wüste herkommende Luft". Da im Mittel $B_0 < 0$ ist (Aufheizen des Bodens) hat L_0 noch etwas höhere Werte als die oben für $L_0 + B_0$ errechneten. Ihre Deutung als „Advektionseinfluß" setzt dann aber voraus, daß man die über dem Meßgelände liegende Luftsäule in die Energiebilanz einbezieht, so daß L_0 als die auf die Einheit der Bodenoberfläche bezogene Divergenz des horizontalen Stroms fühlbarer Wärme erscheint.

3. Die Bedingungen für „advektionsfreie" Wärmehaushaltsmessungen

Nun sind aber Arbeiten wie die eben genannten von F. KRÜGLER und B. H.-CHR. BRUNNER selten. In der Regel enthalten die Wärmehaushaltsgleichungen in den Arbeiten mit mikrometeorologischer Zielsetzung keine „advektiven Wärmebeträge" [*13*]. Sie haben die Form der Gl. (1) oder eine äquivalente Form. Die weitaus meisten Arbeiten, deren Aufzählung allein schon viele Seiten füllen wurde, erwähnen dabei die Advektion von Wärme überhaupt nicht.

Hie und da kann man aber entsprechende kurze Hinweise finden. So schreibt O. G. SUTTON [*26*] bei der Diskussion seiner Wärmehaushaltsgleichung, die unserer Formel (1) entspricht: „It is assumed that no heat is advected . . .". Auch H. LETTAU [*21*] meint, daß „beim Zustandekommen der Temperaturschwankungen in Bodennähe die Rolle der Advektion neben der des vertikalen Luftmassenaustausches nicht vernachlässigt werden darf" und bei der Diskussion des Wärmehaushalts der Bodenoberfläche, daß „die Wirksamkeit der Advektion nicht außer acht gelassen werden darf".

Häufiger sind solche Hinweise in experimentellen Arbeiten zu finden, in denen L_0 und V_0 durch die entsprechenden vertikalen Austauschströme ersetzt werden, die wegen ihres eindimensionalen nur vertikale Unterschiede enthaltenden Charakters [s. unten die Austauschgleichung (51)] die Berücksichtigung advektiver d. h. horizontaler Wärmeströme sozusagen von vornherein ausschließen. Deren Auftreten setzt aber wiederum horizontale Unterschiede in der Temperatur (bzw. Feuchte) voraus. Im Idealfall dürfen also die meteorologischen Parameter keine horizontalen Unterschiede aufweisen, d. h. sie sollen in der ganzen Schicht $z = \text{const}$ im Mittel den gleichen Wert haben; dann ist das Problem eindimensional, wie es der Austauschgleichung entspricht.

Diesen Grundgedanken bringt schon F. KRÜGLER [*20*] zum Ausdruck, wenn er schreibt, daß horizontaler Wärmetransport durch Advektion nur in einem weit ausgedehnten, gleichmäßig beschaffenen und gleichmäßig temperierten ebenen Gelände gleicher meteorologischer Vorgeschichte als vernachlässigbar klein angenommen werden darf. Ebenso bemerken H. HOINKES und N. UNTERSTEINER [*17*] zu ihren Wärmehaushaltsmessungen am Vernagtferner: „Die Berücksichtigung

eines Advektionsgliedes erübrigt sich in unserem Fall, da unser Meßplatz inmitten eines ausgedehnten Gletschers, also in ideal homogener Umgebung liegt". Beim Transport latenter Verdunstungswärme setzt F. Pasquill [25] den Strom V_0 gleich dem entsprechenden vertikalen Austauschstrom, wobei er die Änderung des Gehalts an latenter Wärme zwischen dem Niveau des Austauschstromes und dem Boden vernachlässigt und „making the reasonable assumption of negligible horizontal variation of absolute humidity". E. Frankenberger [9] will zur Prüfung des Anwendungsbereiches der Formeln der Grenzschichttheorie „jene Meßwerte verwenden, bei denen in Luv der Meßstellen Flächen liegen, die sowohl bezüglich der Beschaffenheit des Untergrundes als auch der Bewachsung als einheitlich gelten können" und meint, daß solche Untersuchungen das Fehlen horizontaler Gradienten voraussetzen.

Eine gewisse Krönung dieses Bestrebens zur Ausschaltung advektiver Einflüsse auf den Wärmehaushalt und zur Annäherung an das eindimensionale Modell ist zweifellos das Great Plains Turbulence Field Programm von O'Neill, Nebraska. Nach den Angaben von B. Davidson [22] war den Stationen in der Richtung, aus der der Wind während der Messungen kam, eine weiterhin gleichförmige Ebene vorgelagert, deren Grasbedeckung bis 0,5 km vor den Stationen durch Mähen homogenisiert wurde, die bis 1,3 km frei von Bäumen war und die erst in über 8 km Entfernung ein größeres Hindernis nämlich eine Baumreihe längs eines Flusses aufwies, wenn man von einigen rund 20 km entfernten nicht über 30 m hohen, flachen Hügeln absieht. Bezüglich der Wahl der Meßperioden schreibt H. H. Lettau [22] u. a.: „Although nonsteady conditions and the effect of horizontal advection are extremely important problems, it was felt that the primary objective of the program, given the present status of atmospheric turbulence research, would best be realized by restricting observation days to those characterized by approximately zero advection (that is, little or no vertical shear of the geostrophic wind) and steady pressure gradient conditions". Für das Ziel der Untersuchung, die Ermittlung bzw. Sicherung der Formeln für die vertikalen Ströme des turbulenten atmosphärischen Transports bei fehlenden advektiven Einflüssen boten Gelände und Versuchsanlage zweifellos optimale Bedingungen. Freilich wird man bei den meisten Anwendungen dieser Formeln kaum so homogene Verhältnisse vorfinden, da man dann ja weder in der Platzwahl und meist auch nicht in der Zeitwahl derartig günstige Bedingungen haben wird.

Das Bestreben, den Platz für mikrometeorologische Untersuchungen des Wärmehaushalts so zu wählen, daß man die Wirkung advektiver Wärmeströme vernachlässigen kann, findet man allenthalben. Das ist aus mehreren Gründen verständlich. Einmal will man ja die bekannten Gleichungen für die vertikalen Ströme des atmosphärischen Transports verwenden, die unter Verwendung eines eindimensionalen Modells gewonnen wurden, und die Berücksichtigung horizontaler Unterschiede also gar nicht erlauben. Dann ist der Aufwand sowohl bezüglich der

Geräte als auch bezüglich des Personals (Auswertearbeit) schon bei einer Profilstation sehr hoch. Die Berücksichtigung der Advektion würde aber mehrere solcher Meßstationen erfordern, was die Möglichkeiten der meisten Institute übersteigt. Ferner sind die errechneten Komponenten des Wärmehaushalts dzt. noch mit so vielen Unsicherheiten behaftet, daß man bei einigermaßen homogenem Gelände dessen Inhomogenitäten angesichts der erreichbaren Genauigkeit mit gutem Gewissen übergehen zu dürfen glaubt. Schließlich sollen die Meßwerte im allgemeinen ja nicht nur für eine ganz kleine Fläche mit einer Fülle von Besonderheiten repräsentativ sein, sondern für ein größeres Areal, das als Prototyp für eine bestimmte Oberflächenbedeckung oder auch eine Gegend gelten soll.

4. Der Wärmehaushalt eines Luftvolumens

Es erscheint daher wohl angebracht, die Rolle der Advektion im Rahmen des Energiehaushalts etwas näher zu untersuchen. Wie die vorangehenden Überlegungen bereits ergeben haben, kann in der Energiebilanzgleichung einer horizontalen Fläche wie der Bodenoberfläche kein advektives Glied auftreten, da diese keine vertikale Ausdehnung besitzt und daher in sie auch keine horizontalen Wärmeströme durch Seitenflächen eindringen können. Das Gleiche gilt für jede andere horizontale Fläche wie etwa eine Zählfläche in der Höhe z. Grenzt man aber durch die Bodenfläche F_0, eine horizontale Fläche F_z in der Höhe z und eine vertikale Mantelfläche F_M ein ortsfestes Volumen ab, so kann man dessen Energiebilanz betrachten.

Zur Vereinfachung der Überlegung soll nur der Transport fühlbarer Wärme durch ein stofflich einheitliches Medium [*24*] betrachtet werden. Dann ist überall $V = 0$. Ferner sollen Wärmequellen und -senken in dem Volumen ausgeschlossen werden, d. h. insbesondere die Umwandlung von Strahlungsenergie in fühlbare Wärme und umgekehrt. Schließlich soll die Luft zunächst als Medium mit konstanter Dichte angesehen, d. h. von der thermischen Ausdehnung und der Druckabnahme mit der Höhe abgesehen werden. Diese Vereinfachung bewirkt, daß Änderungen des Wärmeinhalts eines Volumens keine Änderungen des Masseninhalts verursachen, die die Aufstellung einer willkürfreien Wärmebilanz für ein konstantes Luftvolumen nicht zulassen und auch bei abgeglichenem Massenstrom durch eine Zählfläche im allgemeinen einen Volumstrom d. h. eine Windgeschwindigkeit senkrecht zur Zählfläche zur Folge haben [*16*]. Dann fällt auch die Ausdehnungsarbeit der Luft bei vertikaler Bewegung weg, die üblicherweise durch die Einführung der potentiellen Temperatur anstatt der gewöhnlichen berücksichtigt, im bodennahen Bereich vielfach aber auch vernachlässigt wird. Dagegen kann der durch ein Flächenelement der aus F_0, F_z und F_M bestehenden Oberfläche in das Volumen tretende Wärmestrom L zeitlich und örtlich schwanken.

Dieser mit der Luft mitgeführte Wärmestrom, d. h. die je Zeit-

und Flächeneinheit zu einem bestimmten Zeitpunkt durch ein Flächenelement in das Volumen einströmende Wärme, ist durch

$$L = m\,i \tag{2}$$

gegeben. Dabei ist

$$m = \rho\,v \tag{3}$$

der Massenstrom, d. h. die je Zeit und Flächeneinheit zu diesem Zeitpunkt durch das Flächenelement in das Volumen einströmende Masse, und i die spezifische Enthalpie. ρ ist die Dichte der Luft und v ihre zum Flächenelement senkrechte Geschwindigkeitskomponente. v, m und L sollen positiv gezählt werden, wenn sie in das Volumen führen.

Während eines Zeitraumes τ ist dann die Energiebilanz des Volumens gegeben durch

$$\int_F \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF + \int_{F_z} \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF + \int_{F_M} \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF = \int_V (i - i_0)\,dV. \tag{4}$$

Dabei wird das erste Flächenintegral über die Bodenfläche F_0, das zweite über die obere Begrenzungsfläche F_z, das dritte über die Mantelfläche F_M gebildet und — wie oben schon erwähnt — bei jedem Flächenelement $L = m\,i$ positiv gezählt, wenn der Massenstrom m in das Innere des Volumens zeigt. Ferner wird bei den Integralen der linken Seiten über den Zeitraum τ integriert. Das Integral auf der rechten Seite ist über das ganze Volumen zu erstrecken. Es stellt die Änderung des Wärmeinhalts des Volumens im Zeitraum τ dar.

Schließt man zunächst zeitliche Änderungen des Gesamtwärmeinhalts aus, d. h. betrachtet man im Mittel stationäre Verhältnisse, so verschwindet der Ausdruck auf der rechten Seite von (4) und es ist

$$\int_{F_0} \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF + \int_{F_z} \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF + \int_{F_M} \int_0^\tau m\,i\,dt\,dF = 0 \tag{5}$$

Die Wärmebilanz des Volumens ist also abgeglichen, d. h. die Wärme, die durch einen Teil der Oberfläche in das Volumen gelangt, muß es durch einen anderen Teil der Oberfläche wieder verlassen. Da ferner die Luft zunächst als inkompressibel und frei von thermischer Ausdehnung, ihre Dichte also als konstant angesehen wird, ist für ein festes Volumen immer auch die Massenbilanz abgeglichen.

$$\int_{F_0} \int_0^\tau m\,dt\,dF + \int_{F_z} \int_0^\tau m\,dt\,dF + \int_{F_M} \int_0^\tau m\,dt\,dF = 0. \tag{6}$$

Sind nun m und i räumlich und zeitlich variable Größen, so kann man diese immer in ihren Mittelwert und die Abweichung von diesem Mittelwert zerlegen. Die Mittelbildung kann nun für jedes Flächenelement zeitlich erfolgen

$$\bar{m} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau m\,dt \qquad \acute{m} = m - \bar{m} \tag{7a, b}$$

$$\bar{i} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau i \, dt \qquad \dot{i} = i - \bar{i} \tag{7c, d}$$

Dann sind $\bar{m}$ und $\bar{i}$ räumlich veränderliche Größen. Ebenso kann man für einen bestimmten Zeitpunkt das Mittel über eine der Flächen F_0, F_z und F_M oder Teile dieser Flächen bilden.

$$\hat{m} = \frac{1}{F} \int_F m \, dF \qquad \dot{m} = m - \hat{m} \tag{8a, b}$$

$$\hat{i} = \frac{1}{F} \int_F i \, dF \qquad \dot{i} = i - \hat{i} \tag{8c, d}$$

Jetzt sind $\hat{m}$ und $\hat{i}$ zeitlich veränderliche Größen. Schließlich kann man das zeitliche Mittel über ein derartiges Flächenmittel bzw. das Flächenmittel über den zeitlichen Mittelwert bilden.

$$\hat{\bar{m}} = \frac{1}{F} \int_F \bar{m} \, dF = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \hat{m} \, dt = \frac{1}{F\tau} \int_F \int_0^\tau m \, dF \, dt \tag{9a}$$

$$\hat{\bar{i}} = \frac{1}{F} \int_F \bar{i} \, dF = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \hat{i} \, dt = \frac{1}{F\tau} \int_F \int_0^\tau i \, dF \, dt \tag{9b}$$

In diesem Zusammenhang ist es wohl angebracht, darauf hinzuweisen, daß zwar die Reihenfolge der zeitlichen und der räumlichen Mittelbildung umkehrbar ist, wie es in (9) angedeutet wurde, daß aber im allgemeinen die zeitliche Mittelbildung nach (7) nicht durch die räumliche nach (8) ersetzbar ist. $\bar{\hat{m}}$ und $\hat{\bar{m}}$ bzw. $\bar{i}$ und $\hat{i}$ sind durchaus verschiedene Größen, da die eine ($\bar{\hat{m}}$, $\bar{i}$) das zeitliche Mittel für einen bestimmten Punkt der Oberfläche, die andere ($\hat{\bar{m}}$, $\hat{i}$) das Flächenmittel zu einem bestimmten Zeitpunkt ist. Diese Tatsache wird manchmal [*21*] übersehen, obwohl es niemandem einfallen würde, etwa die mittlere (auf NN reduzierte) Hüttentemperatur für den 13. 5. 14^h und Europa gleich dem Mittel der 50jährigen Reihe für Hamburg zu setzen. Die obigen Gln. (5) und (6), welche die Energiebilanz und die Massenbilanz des betrachteten Volumens beschreiben, würden dann mit den vereinfachten Formelzeichen nach (9) lauten

$$\widehat{\bar{L}} = \widehat{\bar{m}\,\dot{i}} \doteq 0 \tag{10}$$

$$\widehat{\bar{m}} = 0, \tag{11}$$

sofern man die räumliche Mittelbildung über die ganze Oberfläche erstreckt.

5. Der mittlere Wärmestrom durch eine Fläche

Betrachtet man aber zunächst die zeitliche Mittelbildung für einen Punkt der Oberfläche, so folgt aus

$$\overline{L} = \overline{m\, i} \tag{12}$$

mit (7 b) und (7 d) sowie der Tatsache, daß natürlich die zeitlichen Mittelwerte der Abweichungen von den zeitlichen Mitteln verschwinden,

$$\overline{\acute{m}} = 0 \qquad \overline{\acute{i}} = 0 \tag{13 a, b}$$

schließlich

$$\bar{L} = \overline{(\bar{m} + \acute{m})\,(\bar{i} + \acute{i})} = \bar{m}\,\bar{i} + \overline{\acute{m}\,\acute{i}} \quad . \tag{14}$$

Der mittlere Wärmestrom L setzt sich also additiv aus zwei Teilen zusammen:

1. $\bar{L}_M = \bar{m}\,\bar{i}$ ist die mit dem mittleren Massenstrom $\bar{m}$ gleichsam mitgeführte mittlere spezifische Enthalpie $\bar{i}$. Man kann diesen Anteil daher *Mitführungswärmestrom* $\bar{L}_M$ nennen, obwohl auch der zweite Teilstrom auf der Mitführung beruht.

2. $\bar{L}_A = \overline{\acute{m}\,\acute{i}}$ ist das zeitliche Mittel des Produktes der zeitlichen Schwankung des Massenstroms $\acute{m}$ und der zeitlichen Schwankung der spezifischen Enthalpie $\acute{i}$. Dieser Wärmestrom tritt auch dann auf, wenn der mittlere Massenstrom verschwindet. Dann ist wohl die Massenstrombilanz durch das betrachtete Flächenelement abgeglichen aber nicht die Wärmebilanz. Dieser Wärmestrom entsteht also dadurch, daß durch das Flächenelement hindurch gleiche Massen mit verschiedenem Wärmeinhalt ausgetauscht werden. Man kann ihn daher *Austauschwärmestrom* $\bar{L}_A$ nennen.

Nur an einer der drei Flächen F_0, F_Z und F_M tritt kein mittlerer Massenstrom auf, nämlich an der Erdoberfläche F_0, wenn man diese als luftundurchlässig ansieht und Massentransporte durch die Bodenatmung, Verdunstungs- und Kondensationsprozesse u. ä. ausschließt. Für die Bodenoberfläche gibt es dann nur einen Austauschwärmestrom $\bar{L}_{A0}$, der aber auch dann durch $\acute{m}\,\acute{i}$ einwandfrei beschrieben wird, wenn der Transport unmittelbar am Boden rein molekular erfolgt. Dieser Austauschwärmestrom $\bar{L}_{A0}$ kann von Ort zu Ort durchaus variieren. Sein Mittelwert über die gesamte Bodenoberfläche unterhalb des betrachteten Volumens

$$\widehat{\bar{L}_{A0}} = \widehat{\overline{\acute{m}\,\acute{i}}} \tag{15}$$

entspricht, abgesehen vom Vorzeichen, dem L_0 der Wärmehaushaltsgleichung (1) und daher

$$\widehat{\bar{L}_{A0}} = -\,\widehat{\bar{L}_0} = \widehat{\bar{S}_0} + \widehat{\bar{B}_0} \tag{16}$$

dem zeitlich-räumlichen Mittel von $S_0 + B_0$.

6. Die fünf Teile des Wärmestromes zur Bodenoberfläche

Führt man nunmehr die obige Zerlegung des mittleren Wärmestromes $\bar{L}$ nach (14) in einen Mitführungswärmestrom $\bar{m}\,\bar{\imath}$ und einen Austauschwärmestrom $\acute{m}\,\acute{\imath}$ in (5) bzw. (6) ein und berücksichtigt man, daß durch die Bodenfläche F_0 kein mittlerer Massenstrom fließt, so lautet die Massenbilanzgleichung des Volumens

$$\int_{F_Z} \bar{m}\, d\,F + \int_{F_M} \bar{m}\, d\,F = 0 \tag{17}$$

und die Wärmebilanzgleichung

$$\int_{F_0} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F + \int_{F_Z} \bar{m}\,\bar{\imath}\, d\,F + \int_{F_Z} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F + \int_{F_M} \bar{m}\,\bar{\imath}\, d\,F + \int_{F_M} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F = 0 \tag{18}$$

In dieser Gleichung sind zwar die drei Austauschwärmeströme willkürfreie Größen, die beiden Mitführungswärmeströme sind es einzeln aber nicht, da die spezifische Enthalpie nur bis auf eine willkürliche Konstante angegeben werden kann [*16*]. Sie erhalten aber willkürfrei angebbare Werte, wenn man von (18) den Ausdruck

$$F_Z\,\hat{\bar{m}}_Z\,\hat{\bar{\imath}}_Z + F_M\,\hat{\bar{m}}_M\,\hat{\bar{\imath}}_M - \int_{F_Z} \hat{\bar{m}}_Z\,\bar{\imath}\, dF - \int_{F_M} \hat{\bar{m}}_M\,\bar{\imath}\, dF = 0 \tag{19}$$

subtrahiert, wobei die Indizes von m und i angeben, über welche Fläche entsprechend (9 a, b) gemittelt wurde. Dann wird

$$\begin{aligned}\int_{F_0} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F + \int_{F_Z} (\bar{m} - \hat{\bar{m}}_Z)\,\bar{\imath}\, d\,F + \int_{F_Z} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F + \int_{F_M} (\bar{m} - \hat{\bar{m}}_M)\,\bar{\imath}\, d\,F \\ + \int_{F_M} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, d\,F + F_Z\,\hat{\bar{m}}_Z\,(\hat{\bar{\imath}}_Z - \hat{\bar{\imath}}_M) = 0,\end{aligned} \tag{20}$$

da wegen der abgeglichenen Massenbilanz nach (17) bzw.

$$F_Z\,\hat{\bar{m}}_Z + F_M\,\hat{\bar{m}}_M = 0 \tag{21}$$

$$F_Z\,\hat{\bar{m}}_Z\,\hat{\bar{\imath}}_Z + F_M\,\hat{\bar{m}}_M\,\hat{\bar{\imath}}_M = F_Z\,\hat{\bar{m}}_Z\,(\hat{\bar{\imath}}_Z - \hat{\bar{\imath}}_M) \tag{22}$$

ist. Jetzt haben alle Glieder der Energiebilanzgleichung (20) eindeutige, willkürfrei angebbare Werte. Unter Einführung der Kurzbezeichnungen

$$\hat{\bar{L}}_0 = \frac{1}{F_0}\int_{F_0} \bar{L}_0\, dF = -\frac{1}{F_0}\int_{F_0} \overline{\acute{m}\,\acute{\imath}}\, dF \tag{23}$$

$$\hat{\bar{L}}_M = \hat{\bar{m}}_Z\,(\hat{\bar{\imath}}_Z - \hat{\bar{\imath}}_M) = f\,\hat{\bar{m}}_M\,(\hat{\bar{\imath}}_M - \hat{\bar{\imath}}_Z) \tag{24}$$

$$\hat{\bar{L}}_{MZ} = \frac{1}{F_Z}\int_{F_Z} (\bar{m} - \hat{\bar{m}}_Z)\,\bar{\imath}\, dF = \frac{1}{F_Z}\int_{F_Z} \bar{m}\,(\bar{\imath} - \hat{\bar{\imath}}_Z)\, dF \tag{25}$$

$$\bar{L}_{MM} = \frac{1}{F_M}\int_{F_M} (\bar{m} - \hat{\bar{m}}_M)\,\bar{\imath}\, dF = \frac{1}{F_M}\int_{F_M} \bar{m}\,(\bar{\imath} - \hat{\bar{\imath}}_M)\, dF \tag{26}$$

$$\widehat{L}_{AZ} = \frac{1}{F_Z} \int_{F_Z} \overline{\dot{m}\, i}\, dF \tag{27}$$

$$\widehat{L}_{AM} = \frac{1}{F_M} \int_{F_M} \overline{\dot{m}\, i}\, dF \tag{28}$$

sowie

$$f = \frac{F_M}{F_O} = \frac{F_M}{F_Z} \tag{29}$$

erhält dann die *Energiebilanzgleichung* des Luftvolumens die einfache, auf die Flächeneinheit der Bodenoberfläche F_0 bzw. der gleichgroßen Zählfläche F_Z bezogene Form

$$\widehat{L}_0 = \widehat{L}_M + \widehat{L}_{MZ} + f\,\widehat{L}_{MM} + \widehat{L}_{AZ} + f\,\widehat{L}_{AM}. \tag{30}$$

Ausgehend von den Wärmeströmen, die durch die Zählfläche F_Z bzw. durch die Mantelfläche F_M in das Volumen treten, kann man also fünf Wärmeströme unterscheiden, die zusammen den Wärmestrom $\bar{L}_0$ zum Boden ergeben. Sie lassen sich kurz wie folgt charakterisieren:

$\widehat{L}_M$ ist der Wärmestrom, der dem Volumen gleichsam dadurch zugeführt wird, daß im Mittel der Massenstrom $\widehat{\bar{m}}_Z$ mit der spezifischen Enthalpie $\widehat{\bar{i}}_Z$ durch die Zählfläche in das Volumen eintritt und es mit der spezifischen Enthalpie $\widehat{\bar{i}}_M$ durch die Mantelfläche wieder verläßt. Obwohl auch bei den übrigen Mitführungswärmeströmen die Luft das Bilanzvolumen gleichsam nur durchfließt, soll $\widehat{L}_M$ kurz *Durchflußwärmestrom* genannt werden.

$\widehat{L}_{MZ}$ bringt dadurch Wärme in das Volumen, daß gleichsam durch einen Teil der Zählfläche ein Massenstrom $\bar{m} - \widehat{\bar{m}}_Z$ mit der spezifischen Enthalpie $\bar{i}$ in das Volumen eintritt und es durch den anderen Teil der Zählfläche mit einer anderen spezifischen Enthalpie $\bar{i}$ wieder verläßt. Durch das Glied $\widehat{\bar{m}}_Z$ beim Massenstrom ist der für den Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$ erforderliche Massenstrom schon berücksichtigt. Der für $\widehat{L}_{MZ}$ erforderliche Massenstrom ist innerhalb der Zählfläche also abgeglichen. Im großen und ganzen entsprechen die Verhältnisse mit aufsteigenden Luftströmen in einem Teil der Fläche und absteigenden anderer Temperatur im anderen Teil der thermischen Konvektion, so daß man $\widehat{L}_{MZ}$ den Konvektionswärmestrom bzw. allgemeiner den *vertikalen Mitführungswärmestrom* nennen kann.

$\widehat{L}_{MM}$ bringt (analog zu $\widehat{L}_{MZ}$) dadurch Wärme in das Volumen, daß gleichsam durch einen Teil der Mantelfläche (Luv) ein Massenstrom $\bar{m} - \widehat{\bar{m}}_M$ mit der spezifischen Enthalpie $\bar{i}$ in das Volumen eintritt und es durch einen anderen Teil der Mantelfläche (Lee) mit einer anderen spezifischen Enthalpie $\bar{i}$ wieder verläßt. Durch das Glied $\widehat{\bar{m}}_M = -\widehat{\bar{m}}_Z/f$ beim Massenstrom ist der für den Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$ erforderliche

Massenstrom schon berücksichtigt. Der für $\widehat{L}_{MM}$ erforderliche Massenstrom ist somit innerhalb der Mantelfläche abgeglichen. Im großen und ganzen entsprechen die Verhältnisse mit Einströmen der Luft durch die Luvseite der Mantelfläche und Ausströmen der Luft mit anderer Temperatur durch die Leeseite der Mantelfläche dem advektiven Wärmetransport. Man kann $\widehat{L}_{MM}$ den horizontalen Mitführungswärmestrom nennen. Der Faktor f bezieht den für die Flächeneinheit der Mantelfläche geltenden Wärmestrom $\widehat{L}_{MM}$ auf die Flächeneinheit der Bodenfläche und macht ihn dadurch mit den übrigen Termen der Energiebilanzgleichung (30) vergleichbar. $f\,\widehat{L}_{MM}$ soll im folgenden *advektiver Mitführungswärmestrom* genannt werden.

$\widehat{L}_{AZ}$ ist der Austauschwärmestrom durch die Zählfläche gemittelt über diese; er kann *vertikaler Austauschwärmestrom* genannt werden.

$\widehat{L}_{AM}$ ist der Austauschwärmestrom durch die Mantelfläche gemittelt über diese; er kann als horizontaler Austauschwärmestrom bezeichnet werden. Mittels des Faktors f wird er wie $\widehat{L}_{MM}$ auf die Flächeneinheit der Bodenoberfläche bezogen. $f\,\widehat{L}_{AM}$ soll im folgenden *advektiver Austauschwärmestrom* genannt werden.

Wie man sieht, ist der in die Energiebilanz des Bodens eingehende *Wärmestrom* $\widehat{L}_0$ *im allgemeinen* auch dann *nicht gleich dem vertikalen Austauschwärmestrom* $\widehat{L}_{AZ}$ in einer bestimmten Höhe $z > 0$ über dem Boden, wenn sowohl die Massenstrombilanz als auch die Wärmestrombilanz des Volumens zwischen dem Boden und der Zählfläche in der Höhe z abgeglichen ist (stationäre Verhältnisse). Vielmehr treten vier weitere Wärmeströme auf, nämlich der Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$, der vertikale Mitführungswärmestrom $\widehat{L}_{MZ}$, der advektive Mitführungswärmestrom $f\,\widehat{L}_{MM}$ und der advektive Austauschwärmestrom $f\,\widehat{L}_{AM}$, die zusammen mit dem vertikalen Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$ erst den Wärmestrom von der Luft zum Boden $\widehat{L}_0$ ergeben. Nur wenn die vier zusätzlichen Wärmeströme verschwinden oder sich gegenseitig kompensieren, wird $\widehat{L}_0 = \widehat{L}_{AZ}$. Allgemein wird man dies aber sicher nicht erwarten können.

7. Abschätzung der Teilglieder des Wärmestromes $\widehat{L}_0$

Wollte man nun an die Stelle der Bestimmung des Wärmestromes vom Boden zur Luft $\widehat{L}_0$ die Ermittlung der fünf Teilströme $\widehat{L}_M$, $\widehat{L}_{MZ}$, $\widehat{L}_{MM}$, $\widehat{L}_{AZ}$, $\widehat{L}_{AM}$ treten lassen, so käme man zwar weitgehend von der Bodenoberfläche weg, würde dazu aber die Werte von m und i für jedes Flächenelement der Zählfläche und der Mantelfläche und für jeden Zeitpunkt kennen müssen. Eine Vereinfachung ist erst dann möglich, wenn man mit Hilfe von Modellvorstellungen über den Ablauf des Massentransports und des mit ihm verbundenen Wärmetransports zu einfacheren Gesetzmäßigkeiten zu kommen vermag, wie es beispielsweise bei den Austausch-

wärmeströmen die Schmidtsche Austauschgleichung ist. Immerhin kann man aber an Hand einfacher plausibler Annahmen und, soweit Meßergebnisse vorliegen, mit deren Hilfe Anhaltspunkte für die möglichen Werte der einzelnen Glieder der Formel (30) gewinnen.

Der Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$

Der Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$ tritt als eigenes Glied der Energiebilanzgleichung (30) auf, weil der Zählfläche F_Z gewißermaßen eine Sonderstellung eingeräumt und sie dadurch der Mantelfläche F_M gegenübergestellt wird. Durch die Abspaltung des $\widehat{L}_M$ von den Mitführungswärmeströmen durch Zähl- und Mantelfläche ist der in die verbleibenden Wärmeströme $\widehat{L}_{MZ}$ und $\widehat{L}_{MM}$ nach (25) und (26) eingehende Massenstrom im Mittel über die Flächen abgeglichen und sind diese Wärmeströme daher willkürfrei angebbar.

Zur Abschätzung des $\widehat{L}_M$ sei angenommen, daß $\widehat{\bar{m}}_Z = 1{,}25$ mg cm^{-2} sec^{-1} sei, was bei 760 Torr und 10° C einem Abwind von 1 cm sec^{-1} durch die Zählfläche entspricht. Die Luft soll das Volumen durch die Mantelfläche mit einer um 1 grad niedrigeren Temperatur verlassen, als sie es durch die Zählfläche betritt. Dann ist

$$\widehat{L}_M = \widehat{\bar{m}}_Z \, c_p \, (\widehat{\bar{T}}_Z - \widehat{\bar{T}}_M) = 18 \text{ mcal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}. \tag{31}$$

Für andere Werte von $\widehat{\bar{m}}_Z$ und $\widehat{\bar{T}}_Z - \widehat{\bar{T}}_M$ lassen sich die entsprechenden Werte von $\widehat{L}_M$ leicht errechnen.

So findet man beispielsweise unter den Mittelwerten der Temperaturschichtung schöner Tage nach E. Frankenberger [*11*] für den Juli und 12—13^h $\vartheta_{13} - \vartheta_2 = -1{,}15$ grad, $\vartheta_{70} - \vartheta_{13} = -1{,}20$ grad. Zwischen 70 m und 2 m ist die mittlere Temperaturdifferenz also — 2,35 grad bzw. die mittlere Differenz der potentiellen Temperaturen — 1,69 grad. Für eine rohe Abschätzung kann man etwa die Hälfte dieser Differenz, also — 0,85 grad als mittleren Unterschied der (potentiellen) Temperaturen von Zählfläche und Mantelfläche nehmen. Nimmt man den ebenfalls von E. Frankenberger [*10*] für wolkenarme Sommertage am gleichen Platz in 70 m Höhe als charakteristisch befundenen Aufwind von 0,5 m sec^{-1} hinzu, so kommt man zu $\widehat{L}_M = 765$ mcal cm^{-2} min^{-1}. Dieser Wert ist zweifellos als Mittelwert über eine größere Fläche erheblich zu groß, obwohl man gegen die Meßwerte selber zumindest der hier entscheidenden Größenordnung nach wohl kaum Einwände erheben kann. Auf eine naheliegende Folgerung aus dieser Feststellung soll später noch eingegangen werden.

Die beiden Abschätzungen sollten nur ein Hinweis darauf sein, daß unsere derzeitige Kenntnis der maßgebenden Faktoren nicht erlaubt, allgemein festzustellen, daß der Durchlaufwärmestrom $\widehat{L}_M$ vernachlässigbar klein ist gegenüber dem vertikalen Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$, welcher üblicherweise einfach gleich dem Wärmestrom von der Luft zum Boden $\widehat{L}_0$ gesetzt wird.

Der vertikale Mitführungswärmestrom $\widehat{L}_{MZ}$

$\widehat{L}_{MZ}$ erfaßt vor allem den Wärmetransport durch die Konvektion im meteorologischen Sinne. Zur Vereinfachung der Abschätzung sei angenommen, daß durch den Anteil q der Zählfläche F_Z ein Massenstrom $\bar{m}_{Z1}$ mit der spezifischen Enthalpie $\bar{\imath}_{Z1}$ in das Volumen tritt, während durch den Restanteil $1-q$ der Zählfläche F_Z ein Massenstrom $\bar{m}_{Z2}$ mit spezifischer Enthalpie $\bar{\imath}_{Z2}$ das Volumen verläßt. Sieht man zur weiteren Vereinfachung von dem mit dem Durchlaufwärmestrom $\widehat{L}_M$ verbundenen mittleren Massenstrom $\bar{\bar{m}}_Z$ durch die Zählfläche ab, so ist deren Massenbilanz abgeglichen

$$q\,\bar{m}_{Z1} + (1-q)\,\bar{m}_{Z2} = 0 \qquad (32)$$

Die Wärmebilanz ist dann durch

$$\widehat{L}_{MZ} = q\,\bar{m}_{Z1}\,\bar{\imath}_{Z1} + (1-q)\,\bar{m}_{Z2}\,\bar{\imath}_{Z2} \qquad (33)$$

gegeben oder wegen (32) durch

$$\widehat{L}_{MZ} = q\,\bar{m}_{Z1}\,(\bar{\imath}_{Z1} - \bar{\imath}_{Z2}) \,. \qquad (34)$$

Dieser Ausdruck ist im Prinzip gleich wie der für den Durchlaufwärmestrom $\widehat{L}_M$. An die Stelle von $\bar{\bar{m}}_Z$ ist $q\,\bar{m}_{Z1}$ getreten und an die Stelle von $\widehat{\imath}_Z - \widehat{\imath}_M$ jetzt $\bar{\imath}_{Z1} - \bar{\imath}_{Z2}$. Setzt man analog $q\,\bar{m}_{Z1} = 1{,}25$ mg cm^{-2} sec^{-1}, was bei $q = 2/3$ bedeutet, daß in einem Drittel der Zählfläche ein Aufwind von 3 cm sec^{-1} herrscht, in den restlichen zwei Dritteln ein Abwind von 1,5 cm sec^{-1} (bei 10° C und 760 Torr), und nimmt man ferner an, daß der Aufwind um 1 Grad wärmer ist als der Abwind, so wird

$$\widehat{L}_{MZ} = q\,\bar{m}_{Z1}\,c_p\,(\bar{T}_{Z1} - \bar{T}_{Z2}) = -18 \text{ mcal cm}^{-2}\text{ min}^{-1}. \qquad (35)$$

Bei hinreichender Kenntnis von Werten der mittleren vertikalen Windgeschwindigkeiten und der Temperaturen könnte man auch hier den Konvektionswärmestrom $\widehat{L}_{MZ}$ für einen konkreten Fall errechnen. Zusammen mit den angenommenen Werten dürfte die obige einfache Abschätzung aber schon zeigen, daß kein Grund zur Annahme besteht, daß diese Form des Wärmetransports im Rahmen der Energiebilanz des Luftvolumens ganz allgemein als vernachlässigbar klein angesehen werden kann.

Der advektive Mitführungswärmestrom $f\widehat{L}_{MM}$

Für ein einfaches Beispiel zur Abschätzung des horizontalen Mitführungswärmestromes $\widehat{L}_{MM}$ ist es zweckmäßig, die Mantelfläche in 4 Teile zu zerlegen. Von diesen sollen 2 parallel zum mittleren Wind sein, so daß in ihnen überall der Massenstrom im Mittel abgeglichen ist. Die beiden anderen Flächen sollen senkrecht zum mittleren Wind stehen. Sieht man auch hier zur weiteren Vereinfachung von dem zum

Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$ nötigen mittleren Massenstrom $\widehat{\bar{m}}_M$ durch die Mantelfläche ab, so tritt durch den luvseitigen Teil F_1 der Mantelfläche der Massenstrom $\bar{m}_{M1}$ mit der spezifischen Enthalpie $\bar{\imath}_{M1}$ in das Volumen ein. Durch den leeseitigen Teil F_2 der Mantelfläche verläßt dann der Massenstrom $\bar{m}_{M2}$ mit der spezifischen Enthalpie $\bar{\imath}_{M2}$ das Volumen wieder. Auch hier ist die Massenbilanz abgeglichen

$$F_1 \bar{m}_{M1} + F_2 \bar{m}_{M2} = 0. \tag{36}$$

Für die Wärmebilanz findet man

$$F_M \widehat{L}_{MM} = F_1 \bar{m}_{M1} \bar{\imath}_{M1} + F_2 \bar{m}_{M2} \bar{\imath}_{M2} \tag{37}$$

und mit (36) und $F_1 = F_2$

$$F_M \widehat{L}_{MM} = F_1 \bar{m}_{M1} (\bar{\imath}_{M1} - \bar{\imath}_{M2}). \tag{38}$$

Der in die Energiebilanzgleichung (30) eingehende Term wird dann zu

$$f \widehat{L}_{MM} = \frac{F_M}{F_O} \widehat{L}_{MM} = \frac{F_1}{F_O} \bar{m}_{M1} (\bar{\imath}_{M1} - \bar{\imath}_{M2}). \tag{39}$$

Bezeichnet man die Höhe des Volumens mit z, seine Breite mit Δy und seine Länge (in der mittleren Windrichtung) mit Δx, so ist

$$F_1 = \Delta y \cdot z \qquad F_0 = \Delta x \cdot \Delta y \tag{40a,b}$$

und

$$\frac{F_1}{F_O} = \frac{z}{\Delta x}. \tag{40c}$$

Ferner kann man die mittlere Temperatur an der Luvseite $\bar{T}_{M1}$, die an der Leeseite $\bar{T}_{M2}$ nennen und ihre Differenz mit

$$\Delta \bar{T} = \bar{T}_{M2} - \bar{T}_{M1} \tag{41}$$

bezeichnen. Dann wird

$$f \widehat{L}_{MM} = -z \bar{m}_{M1} \cdot c_p \frac{\Delta \bar{T}}{\Delta x}. \tag{42}$$

Unter den hier gewählten einfachen Annahmen ist der Advektionswärmestrom $f \widehat{L}_{MM}$ also der Höhe der Zählfläche z, dem mittleren horizontalen Massenstrom $\bar{m}_{M1}$ bzw. der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit $\bar{u}$ und dem horizontalen Temperaturgradienten in der mittleren Windrichtung $\Delta \bar{T}/\Delta x$ proportional. Das negative Vorzeichen in (42) stimmt mit der auch anschaulich klaren Tatsache überein, daß bei zunehmender Temperatur in der mittleren Windrichtung die austretende Luft wärmer ist als die eintretende, dem Volumen also Wärme entzogen wird.

Zur Abschätzung sei angenommen, daß die Luft mit $\bar{m}_{M1} = 125$ mg cm^{-2} sec^{-1} d. h. bei 760 Torr und 10° C im Mittel mit einer Windgeschwindigkeit von 1 m sec^{-1} durch das Volumen strömt. Die Höhe

der Zählfläche sei 10 m und der Temperaturgradient in der mittleren Windrichtung 1 grad km^{-1}. Dann wird

$$f\,\widehat{L}_{MM} = -18 \text{ mcal } cm^{-2} \text{ min}^{-1}. \tag{43}$$

Für andere Werte der eingehenden Parameter kann man unter Verwendung des obigen einfachen Modells den advektiven Wärmestrom zumindest abschätzen. Leider fehlen in den Arbeiten mit mikrometeorologischer Zielsetzung in der Regel Werte benachbarter Temperaturprofile, die zusammen mit dem Windprofil eine brauchbare Basis für die Berechnung an Hand eines konkreten Beispiels bieten könnten.

Daß der in dem obigen ganz einfachen Beispiel angenommene horizontale Temperaturgradient von 1 grad km^{-1} keineswegs besonders groß ist, zeigen geländeklimatologische Untersuchungen. So fand beispielsweise A. MÄDE [*23*] in einem allerdings nicht ganz ebenen, etwa 20 km^2 großen Gelände und in 0,5 m über dem Boden in den Morgenstunden Gradienten bis zu 10 grad km^{-1}. Sie können an der Grenzlinie zweier verschiedener Mikroklimate, wie die ebenfalls von A. MÄDE [*23*] wiedergegebenen Isothermen am Ufer des Süßen Sees zeigen, noch erheblich größer sein.

Diese Werte dürften zusammen mit der obigen Abschätzung zeigen, daß man allgemein den advektiven Mitführungswärmestrom $f\,\widehat{L}_{MM}$ keineswegs vernachlässigen darf. Seine Bestimmung erfordert allerdings wenigstens zwei Temperaturprofile, die eine hinreichend genaue Aussage über die horizontalen Temperaturunterschiede zulassen, und gleichwertige Angaben über die mittleren Windverhältnisse.

Der vertikale Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$

Der Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$ durch die Zählfläche in der Höhe $z > 0$ wird meist einfach gleich dem Wärmestrom $\widehat{L}_0$ von der Luft zum Boden gesetzt, dem er sich mit abnehmender Meßhöhe für die Bestimmung von $\widehat{L}_{AZ}$ auch immer besser annähert.

Seine direkte Messung wird mit den von W. C. SWINBANK [*27*] und E. FRANKENBERGER verwendeten Geräten versucht, die direkt das Zeitintegral von $\dot{w}\,\dot{t}$ messen und daher frei von jeder Modellvorstellung über den atmosphärischen Transport sind.

Die Einführung von Modellvorstellungen, die denen des molekularen Transports ähnlich sind, führt zu der bekannten Schmidtschen Austauschgleichung, die für den Transport fühlbarer Wärme

$$\widehat{L}_{AZ} = A\,c_p \frac{d\vartheta}{dz} \tag{44}$$

lautet.

Im bodennahen Bereich wird der vertikale Austauschwärmestrom wohl meist den größten Teil des Wärmestromes von der Luft zum Boden liefern.

Der advektive Austauschwärmestrom $f\,\widehat{L}_{AM}$

Zur Abschätzung des horizontalen Austauschwärmestroms $\widehat{L}_{AM}$ soll das Volumen wieder wie bei der Abschätzung des horizontalen Mitführungswärmestromes $\widehat{L}_{MM}$ seitlich durch vier senkrechte ebene Flächen begrenzt werden. Zwei von ihnen sollen parallel, zwei senkrecht zum mittleren horizontalen Temperaturgradienten stehen. Nimmt man ferner an, daß für den horizontalen Austauschwärmestrom durch eine senkrechte Zählfläche eine Gesetzmäßigkeit gilt, die der für den vertikalen Austauschwärmestrom entspricht,

$$\bar{L}_A = A c_p \frac{d\bar{T}}{dx} \tag{45}$$

so ist, wenn man den horizontalen Austauschkoeffizienten A der Einfachheit halber überall gleich groß annimmt,

$$F_M \widehat{L}_{AM} = F_1 A c_p \left(\frac{d\bar{T}}{dx}\right)_1 - F_2 A c_p \left(\frac{d\bar{T}}{dx}\right)_2. \tag{46}$$

Mit $F_1 = F_2$ und (40a, b, c) sowie

$$\Delta \frac{d\bar{T}}{dx} = \left(\frac{d\bar{T}}{dx}\right)_1 - \left(\frac{d\bar{T}}{dx}\right)_2 \tag{47}$$

ergibt sich der gesuchte advektive Austauschwärmestrom zu

$$f\,\widehat{L}_{AM} = z A c_p \frac{\Delta}{\Delta x}\left(\frac{d\bar{T}}{dx}\right). \tag{48}$$

Er ist unter den hier gewählten einfachen Annahmen also der Höhe der Zählfläche z, dem horizontalen Austauschkoeffizienten A und der Änderung des horizontalen Temperaturgradienten bezogen auf den Abstand der beiden Flächen F_1 und F_2 proportional.

Für $z = 10$ m und eine Änderung des horizontalen Temperaturgradienten um 1 grad km^{-1} je km erhält mit dem nach H. Lettau [*21*] für die mittlere Höhe von 5 m der Größenordnung nach charakteristischen vertikalen Austauschkoeffizienten von 3 g cm^{-1} sec^{-1}, der hier auch für den horizontalen Austauschkoeffizienten genommen wird,

$$f\,\widehat{L}_{AM} = 0{,}0043 \text{ mcal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}. \tag{49}$$

Dieser kleine Wert wird verständlich, wenn man die angenommene Änderung des horizontalen Temperaturgradienten von 1 grad km^{-2} = $= 10^{-10}$ grad cm^{-2} mit der etwas vertrauteren zweiten Ableitung des vertikalen Temperaturprofils vergleicht. Er ist trotzdem für großräumige Abschätzungen zu groß, so daß man wohl annehmen kann, daß der advektive Austauschwärmestrom $f\,\widehat{L}_{AM}$ bei großräumigen Betrachtungen in der Regel kaum ins Gewicht fällt. Das wird ganz anders an der Grenzlinie verschiedener Mikroklimate. Dort kann sich der horizontale Tem-

peraturgradient auch über relativ kurze Strecken hinweg stark ändern, so daß $f\widehat{L}_{AM}$ durchaus ins Gewicht fallende Werte annehmen kann. Leider fehlen hier zahlenmäßige Unterlagen noch mehr als bei dem für $f\widehat{L}_{MM}$ benötigten horizontalen Temperaturgradienten.

8. Advektion, Konvektion und Austausch

Zu den advektiven Wärmeströmen zählen zunächst der advektive Mitführungswärmestrom $f\widehat{L}_{MM}$ und der advektive Austauschwärmestrom $f\widehat{L}_{AM}$. Diese beiden Wärmeströme kommen durch die Mantelfläche in das Bilanzvolumen und sind durch den Faktor f auf die Einheit der Bodenfläche bezogen, für welche die Energiebilanzgleichung (30) gilt. Bei der obigen einfachen Abschätzung waren beide dem Abstand der Zählfläche vom Boden proportional. Dies liegt an der einfachen Annahme, daß sowohl der horizontale Temperaturgradient als auch seine horizontale Änderung höhenkonstant sind. Dies wird im allgemeinen nicht der Fall sein.

Solange aber die in der mittleren Windrichtung liegende Komponente des horizontalen Temperaturgradienten bzw. seine horizontale Änderung ihre Vorzeichen nicht ändern, werden beide Glieder mit wachsendem Abstand der Zählfläche vom Boden wachsen. Ihr Einfluß wird also ceteris paribus umso kleiner sein, je näher die Zählfläche am Boden ist. Sie verschwinden — wie schon mehrfach betont — wenn die Zählfläche mit der Bodenoberfläche zusammenfällt.

Umgekehrt wird im allgemeinen der Einfluß der beiden advektiven Wärmeströme umso größer sein, je weiter die Zählfläche d. h. die obere horizontale Begrenzungsfläche des Bilanzvolumens vom Boden entfernt ist. Im Extremfall werden mit der Luft an der Grenze der Atmosphäre die Wärmeströme durch die Zählfläche verschwinden, so daß im Rahmen der Energiebilanz des Volumens der Wärmestrom von der Luft zum Boden allein durch die advektiven Wärmeströme geliefert wird. Ein Beispiel dafür, das allerdings auch noch die bei der jetzigen Betrachtung ausgeschlossenen Wärmeströme durch die Strahlung und den Transport latenter Verdunstungswärme enthält, ist die oben diskutierte globale Energiebilanz einzelner Breitenzonen.

Die Frage nach der Größe des Einflusses der Advektion im Rahmen des Wärmehaushalts läßt sich also allgemein gar nicht beantworten, da alles möglich ist, angefangen vom Verschwinden der advektiven Wärmeströme bis zur Lieferung der von der Luft zum Boden fließenden Wärme durch die advektiven Wärmeströme allein. Wenn der zuletzt genannte Fall bei mikrometeorologischen Untersuchungen in der Regel auch nicht zutreffen wird, so wird man sich doch zumindest durch eine Abschätzung vergewissern müssen, welche Rolle die Advektion im jeweils vorliegenden Fall hat.

Zu den advektiven Wärmeströmen kann man auch noch den Durch) flußwärmstrom $\widehat{L}_M$ zählen, der in der zweiten Formulierung nach (24

ebenfalls den Faktor f enthält. Seine Abschätzung an Hand der Werte von E. Frankenberger hatte oben zu fast 0,8 cal cm^{-2} min^{-1} geführt. Dies dürfte nicht zuletzt auf die formale Anwendung von (31) zurückzuführen sein, was ja die Annahme voraussetzt, daß die ganze für den von Frankenberger gemessenen Aufwind erforderliche Luft horizontal herantransportiert wurde. An der Richtigkeit der Vertikalwindmessung wird man angesichts der Zuverlässigkeit der Untersuchungen Frankenbergers kaum zweifeln können, zumal hier weniger der genaue Mittelwert eine Rolle spielt als die Größenordnung. Viel näherliegend dürfte die Frage sein, ob denn dieser Meßwert wirklich für ein größeres Areal repräsentativ ist, wie man es eigentlich erwarten muß, wenn man wie üblich den Meßwert an einem Mast als charakteristisch für die ganze Schicht auch in der weiteren Umgebung ansieht. Wollte man aber diesen Wert des Vertikalwinds in 70 m auch nur für einen Umkreis von 1 km als gültig ansehen, so würde aus der Notwendigkeit des Abgleichs der Massenbilanz für dieses zylindrische Bilanzvolumen mit

$$f = \frac{F_M}{F_0} = \frac{2r\pi z}{r^2\pi} = \frac{2z}{r} = \frac{140\,\text{m}}{1000\,\text{m}} = 0{,}14 \qquad (50)$$

folgen, daß die Luft allseitig mit etwa 0,5/0,14 m $sec^{-1} \approx 3{,}6$ m sec^{-1} in das Bilanzvolumen einströmt. Das war sicher nicht der Fall.

So ist man also gezwungen, diesen Vertikalwind als nicht repräsentativ für die mittleren Verhältnisse einer größeren Fläche in 70 m Höhe anzusehen. Da gleichzeitige Messungen an anderen Stellen des Quickborner Versuchsgeländes fehlen, bleibt es offen, ob dieser Aufwind für einen wesentlichen Teil des Geländes gilt und im übrigen Teil im Mittel Abwinde vorherrschen, die den Ausgleich der Massenbilanz bewirken, oder ob der geräumige Funkmast selbst die Ursache für ein räumlich eng begrenztes Aufwindfeld war, das gleichsam eine singuläre Stelle bildete, an der auch die anderen Profilwerte gemessen wurden. In beiden Fällen ließe sich die mit diesem Aufwind und seiner Ausgleichsströmung in das Bilanzvolumen transportierte Wärme als vertikaler Mitführungswärmestrom etwa in Anlehnung an Gl. (35) berechnen, wenn nicht die Meßunterlagen über die horizontale Verteilung sowohl der mittleren vertikalen Strömung als auch der mittleren Temperaturverteilung im bodennahen Bereich fehlen würden.

Die Frage, ob der mit einem an einem Punkt der Zählfläche gemessenen mittleren Vertikalwind verbundene Mitführungswärmestrom als Durchflußwärmestrom oder als vertikaler Mitführungswärmestrom anzusehen ist, läßt sich allgemein nicht beantworten. Es wird von der Größe des Bilanzvolumens und der Lage seiner Begrenzungsflächen abhängen, ob die zum Massenausgleich für den oben genannten mittleren vertikalen Massenstrom einfließende Luft bevorzugt durch die Zählfläche oder die Mantelfläche in das Bilanzvolumen tritt.

Das ist auch anschaulich klar. Legt man bei einer geschlossenen Zirkulation die seitlichen Begrenzungsflächen so, daß sie den aufsteigenden und den absteigenden Ast umfassen, so ist der Massenstrom

durch die Zählfläche ausgeglichen, d. h. es liegt ein vertikaler Mitführungswärmestrom vor. Schließen die seitlichen Begrenzungsflächen nur einen Teil des Gesamtsystems ein, so wird ein mittlerer Massenstrom durch die Mantelfläche und damit ein Durchflußwärmestrom auftreten.

Wie bereits betont wurde, setzt die Berechnung bzw. die Abschätzung der advektiven Wärmeströme eine hinreichende Kenntnis auch des horizontalen Verlaufs der maßgebenden Größen voraus. In der Regel wird man dazu die Meßwerte mehrerer Profilmeßstellen benötigen. Mit einer einzigen Meßstelle, die in verschiedenen Höhen mit Meßfühlern besetzt ist, kann man den Einfluß advektiver Wärmeströme in das Volumen unterhalb der Zählfläche, für die etwa der Austauschwärmestrom ermittelt werden soll, nicht erfassen.

Neben den advektiven Wärmeströmen $\widehat{L}_M$, $\widehat{L}_{MM}$, $\widehat{L}_{AM}$ und dem vertikalen Austauschwärmestrom durch die Zählfläche $\widehat{\bar{L}}_{AZ}$ spielt aber auch noch der vertikale Mitführungswärmestrom $\widehat{\bar{L}}_{MZ}$ eine Rolle. Seine Berechnung setzt neben der Kenntnis der im zeitlichen Mittel in der Zählfläche vorliegenden Temperaturverteilung auch noch die der dazugehörigen mittleren vertikalen Massenströme voraus. Wie die obige Abschätzung wohl zeigte, reichen schon sehr kleine vertikale Massenströme aus, um die Energiebilanz des betrachteten Volumens merklich zu beeinflussen. Leider wird man wegen der bekannten Schwierigkeiten bei der Messung des Vertikalwindes zumindest in der nächsten Zeit nicht mit Unterlagen hinreichender Genauigkeit rechnen dürfen.

Es dürfte aber außer jedem Zweifel stehen, daß die Gesetze des vertikalen Wärmetransports, welcher mit der thermischen Konvektion verbunden ist, nicht mit denen des turbulenten durch die Windscherung bewirkten Massenaustausches identisch sind. Legt man dem letzteren die Schmidtsche Austauschgleichung

$$\bar{L}_A = A\, c_p \frac{d\bar{\vartheta}}{dz} \tag{51}$$

zugrunde, so ist dieser vertikale Wärmestrom dem vertikalen Gradienten der (potentiellen) Temperatur proportional. Im Gegensatz dazu transportiert die thermische Konvektion im Idealfall Wärme nach oben, obwohl die (potentielle) Temperatur sowohl im aufsteigenden wie im absteigenden Ast konstant ist. Erst der in der Natur unvermeidliche horizontale Wärmeaustausch zwischen den beiden in verschiedener Richtung fließenden und unterschiedlich temperierten Massenströmen bewirkt, daß beide Ströme nicht mehr unter adiabatischen Bedingungen fließen und somit ein von Null verschiedener Gradient der (potentiellen) Temperatur auftritt. Der gleichzeitige vertikale Transport von Wärme durch die thermische Konvektion und den Massenaustausch macht die Verhältnisse sehr verwickelt, so daß man bei erträglichem Aufwand nur mit sehr einfachen Modellen wenigstens einige wesentliche Punkte erfassen können wird. Über einen Versuch dazu soll an anderer Stelle berichtet werden.

9. Die Bedingungen für $\widehat{L}_0 = \widehat{L}_{AZ}$

Wie die bisherigen Überlegungen wohl gezeigt haben, kann man keineswegs allgemein und zwar auch nicht bei stationären Verhältnissen den Wärmestrom von der Luft zum Boden $\widehat{L}_0$ gleich dem Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$ durch eine Zählfläche in der Höhe z setzen, wie es vielfach geschieht. Im Einzelfall können wohl die vier übrigen Wärmeströme zusammen Null ergeben, so daß $\widehat{L}_0 = \widehat{L}_{AZ}$ ist, im allgemeinen wird man aber für die Gleichheit von $\widehat{L}_0$ und $\widehat{L}_{AZ}$ verlangen müssen, daß die vier Wärmeströme einzeln verschwinden. Dabei wird man auch die mehr oder minder zufällige Kompensation von Wärmeströmen durch Flächenteile gleicher Funktion im allgemeinen ausschließen müssen. Nicht verschwinden können dabei vertikale Unterschiede in der spezifischen Enthalpie und horizontale Massenströme, da eine vertikale Temperaturschichtung und horizontaler Wind im allgemeinen immer vorhanden sind.

Wenn der Durchflußwärmestrom $\widehat{L}_M$ verschwinden soll, muß der mittlere vertikale Massenstrom durch die Zählfläche $\widehat{\bar{m}}_Z$ und damit auch der durch die Mantelfläche $\widehat{\bar{m}}_M$ verschwinden, da $\widehat{\bar{\imath}}_Z - \widehat{\bar{\imath}}_M$ im allgemeinen nicht Null wird. Damit fallen auch $\widehat{\bar{m}}_Z$ bzw. $\widehat{\bar{m}}_M$ in den Gln. (25) für $\widehat{L}_{MZ}$ bzw. (26) für $\widehat{L}_{MM}$ weg.

Der vertikale Mitführungswärmestrom $\widehat{L}_{MZ}$ verschwindet dann, wenn entweder $\bar{m}$ oder $\bar{\imath} - \widehat{\bar{\imath}}_Z$ an allen Stellen der Zählfläche verschwindet. Die erste Bedingung heißt, daß im zeitlichen Mittel durch kein Element der Zählfläche vertikale Massenströme auftreten, die zweite, daß die spezifische Enthalpie d. h. die Lufttemperatur an allen Stellen der Zählfläche den gleichen Wert hat. Soferne diese Bedingung unabhängig von der Lage der Zählfläche im Einzelfall sein soll, muß für jede Höhe z die obige Bedingung erfüllt sein.

Das Verschwinden des horizontalen Mitführungswärmestroms $\widehat{L}_{MM}$ setzt unter den obigen Annahmen voraus, daß die spezifische Enthalpie der Luft d. h. ihre Temperatur in jeder Höhe z an Luv- und Leeseite gleich sind, da $\bar{m}$ nicht verschwindet. Diese Bedingung ist durch die Voraussetzung der Temperaturgleichheit innerhalb jeder Schicht $z = \text{const}$, wie sie das Verschwinden des vertikalen Mitführungswärmestromes verlangt, erfüllt.

Das Gleiche gilt für den horizontalen Austauschwärmestrom $\widehat{L}_{AZ}$. Auch er verschwindet, wenn im zeitlichen Mittel keine horizontalen Temperaturunterschiede auftreten.

Eine hinreichende, wenn auch für ein vorgegebenes festes Volumen mit festen Begrenzungsflächen nicht notwendige Voraussetzung für die Gleichheit des Wärmestroms vom Boden zur Luft $\widehat{L}_0$ mit dem Austauschwärmestrom durch die Zählfläche $\widehat{L}_{AZ}$ bei im Mittel stationären Verhältnissen ist also die Annahme, daß im zeitlichen Mittel nur horizon-

tale Massenströme auftreten und die meteorologischen Parameter in jeder Höhe $z = \text{const}$ denselben Wert haben.

Die Vereinfachung auf ein im zeitlichen Mittel eindimensionales Problem mit der Höhe z als einzigem Ortsparameter schließt das Verschwinden vertikaler Massenströme ein. Sie ist also eine hinreichende Bedingung für das Verschwinden der außer $\widehat{\bar{L}}_0$ und $\widehat{\bar{L}}_{AZ}$ in der Energiebilanzgleichung eines Volumens auftretenden Terme $\widehat{\bar{L}}_M$, $\widehat{\bar{L}}_{MZ}$, $\widehat{\bar{L}}_{MM}$ und $\widehat{\bar{L}}_{AM}$ und damit für die Gleichheit von $\widehat{\bar{L}}_0$ und $\widehat{\bar{L}}_{AZ}$ unter im zeitlichen Mittel stationären Verhältnissen.

Wieweit die wirklichen Verhältnisse im konkreten Einzelfall diese Voraussetzungen erfüllen, muß natürlich immer geprüft werden. Dazu dürften aber bloße Vermutungen und mehr qualitative Überlegungen wie etwa die Äußerungen von F. KRÜGLER [20] nicht ausreichen. Auch zur Abschätzung braucht man wirkliche Messungen von mehreren Profilstationen und hinreichende Kriterien dafür, daß der vertikale konvektive Transport vernachlässigbar klein ist. Nur dann wird man mit gutem Gewissen den Wärmestrom vom Boden zur Luft gleich dem Austauschwärmestrom in der Höhe z über dem Boden setzen können, sofern die Verhältnisse im Mittel stationär sind oder wenigstens die Wärmespeicherung im Raume zwischen Boden und Zählfläche vernachlässigt werden kann.

Leider wird vielfach diese schwerwiegende Voraussetzung für die Gleichheit des Wärmestroms $\widehat{\bar{L}}_0$ von der Luft zum Boden mit dem Austauschwärmestrom $\widehat{\bar{L}}_{AZ}$ ebensowenig beachtet wie die obige Feststellung, daß räumliche und zeitliche Mittelbildung einander nicht ersetzen können.

10. Erweiterung auf allgemeinere Voraussetzungen

Die Gleichungen für die Wärmehaushaltsglieder eines festen Luftvolumens wurden unter Verwendung einiger einschränkender Bedingungen abgeleitet, die den Rechenaufwand in erträglichen Grenzen halten, aber doch die wesentlichen Gesichtspunkte zum Tragen kommen lassen sollten. Beim Vergleich der Ergebnisse mit Messungen bzw. bei der Verwendung von Meßergebnissen für numerische Überlegungen wurde dann sozusagen stillschweigend von diesen Voraussetzungen abgesehen und so beispielsweise bei der Abschätzung des Durchflußwärmestroms an Hand der Meßergebnisse E. FRANKENBERGERS die eigentlich richtige potentielle Temperatur an Stelle der gewöhnlichen verwendet. Es soll daher im folgenden kurz diskutiert werden, welche Abänderungen in den Ergebnissen zu erwarten sind, wenn man die eine oder andere Voraussetzung, die den obigen Formeln zugrunde liegen und die vor allem am Anfang von Teil 4 aufgeführt sind, fallen läßt.

Die Voraussetzung von im zeitlichen Mittel stationären Verhältnissen, d. h. die Annahme, daß alle Parameter am Anfang und am Ende des Mittelungszeitraumes τ gleich sind, führte dazu, daß auch der Wärmeinhalt des Luftvolumens gleich blieb und der Term auf der rechten

Seite von (4) verschwand. Dadurch wurde vermieden, daß in der Energiebilanzgleichung (30) neben den sechs Wärmeströmen auch noch ein Glied für die Änderung des Wärmeinhalts auftrat. Durch Hinzufügen eines Gliedes

$$\widehat{L}_c = -\frac{1}{F_0 \tau} \int_V \rho (i_\tau - i_0)\, dV = -\rho \int_0^z \frac{\partial \widehat{i}}{\partial t} dz \tag{52}$$

läßt sich unter Beibehaltung der übrigen Annahmen die Energiebilanzgleichung (30) leicht auf den Fall instationärer Verhältnisse erweitern.

Ebenso macht es keine prinzipiellen Schwierigkeiten, Energieumsetzungen durch Strahlungsvorgänge durch die Einführung eines entsprechenden Gliedes zu berücksichtigen.

Wesentlich komplizierter werden die Verhältnisse, wenn man die Annahme zeitlich und räumlich konstanter Dichte fallen läßt, was angesichts der starken Temperatur- und Druckabhängigkeit der Dichte der Luft naheliegt. Dann ist bei einem festen Volumen mit veränderlichem Wärmeinhalt dieser nicht mehr willkürfrei angebbar. Man kann unter diesen Umständen keine Energiebilanzgleichung mehr aufstellen, da der Wärmeinhalt der in das Volumen kommenden bzw. dieses verlassenden Luftmasse nur bis auf eine willkürliche Konstante festliegt [*16*]. Man könnte dem durch ein zeitlich variables Volumen begegnen. Soferne man dabei die Größe der Bodenfläche unterhalb des Bilanzvolumens d. h. die Lage der Mantelfläche nicht verändert, müßte die Zählfläche immer so in der Vertikalen verschoben werden, daß die Masse der im Volumen enthaltenen Luft zeitlich konstant ist und für diese eine Energiebilanzgleichung aufgestellt wird.

Für eine Abschätzung des mittleren Maximalwertes der Höhenverlagerung der Zählfläche sei einmal angenommen, daß die Zählfläche in $z = 10$ m liegt und sich die Lufttemperatur im Volumen um 20 grad ändert. Die Höhenlage der Zählfläche ändert sich dann um

$$\Delta z \approx z \cdot \frac{\Delta T}{T} \approx 0{,}7 \text{ m}. \tag{53}$$

Das ist auch angesichts der etwas extremen Annahmen doch ganz beachtlich. Um diesen Betrag müßte man eigentlich die Meßstellen für die Bestimmung der vertikalen Wärmeströme im Laufe des Tages verschieben. Praktisch wird das vielleicht nicht nötig sein, da sich die Wärmeströme über diese vertikale Entfernung hinweg nicht wesentlich unterscheiden werden.

Für die Energiebilanz kann man aber von dieser Höhenverschiebung der Zählfläche nicht absehen, da die Massenkonstanz eine unabdingbare Voraussetzung für die Aufstellung einer willkürfreien Energiebilanz ist.

Ein mittlerer oberer Grenzwert für die Vertikalgeschwindigkeit ergibt sich aus diesen Werten, wenn man annimmt, daß sich der größte Teil der Erwärmung bzw. Abkühlung auf etwa 4 Stunden verteilt, wäh-

rend die Temperaturänderungen in der übrigen Zeit kleiner sind. Dann wäre

$$v_z = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{0{,}7\,\mathrm{m}}{4\,\mathrm{h}} \approx 5 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm\,sec^{-1}}. \tag{54}$$

Diese Vertikalgeschwindigkeit ist also trotz der etwas extremen Annahmen sehr klein. Entsprechend klein ist auch die Abweichung des Austauschwärmestromes durch die mit der Vertikalgeschwindigkeit v_Z bewegten Zählfläche von dem für die ruhenden geltenden $\overline{\acute{n}\,\acute{\imath}}$. Nach einer Überlegung von R. B. MONTGOMERY [24] beträgt diese Differenz

$$v_z\,\overline{\acute{\rho}\,\acute{\imath}} \approx \frac{c_p}{R_L}\,v_z\,p\left(\frac{\acute{T}}{\bar{T}}\right)^2 \approx 0{,}8 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{mcal\,cm^{-2}\,min^{-1}}, \tag{55}$$

wenn man von einer mittleren Temperaturschwankung von $\pm$ 0,5 grad von $p = 1000$ mb und $T = 10°$ C ausgeht. Dieser Unterschied ist völlig bedeutungslos, so daß man für den Austauschwärmestrom — sofern nicht andere Gründe dagegen sprechen — den für eine feste Zählfläche nehmen kann.

Das Wegfallen der Voraussetzung konstanter Dichte hat aber auch zur Folge, daß die Ausdehnungsarbeit der Luft bei Vertikalbewegungen berücksichtigt werden muß. Mit hinreichender Genauigkeit kann dies dadurch geschehen, daß man nicht die spezifische Enthalpie, sondern die Summe aus spezifischer Enthalpie und Geopotential als invariante Größe ansieht. Dann tritt an die Stelle des vertikalen Gradienten der spezifischen Enthalpie der vertikale Gradient der Summe aus spezifischer Enthalpie und Geopotential

$$\frac{d}{dz}\,(c_p\,T + g\,z) = c_p\left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p}\right) \tag{56}$$

d. h. an die Stelle des Gradienten der gewöhnlichen Temperatur der der potentiellen. Dies wurde — wie schon erwähnt — bei den numerischen Überlegungen bereits stillschweigend berücksichtigt und wird bei mikrometeorologischen Betrachtungen im Hinblick auf die hohen bodennahen Temperaturgradienten vielfach vernachlässigt.

Selbst die Voraussetzung eines stofflich einheitlichen Mediums kann wegfallen, wenn im Mittel stationäre Verhältnisse vorliegen oder zumindest der Gesamtgehalt der Luft des Volumens an Beimengung konstant bleibt. Ändert sich aber die Gesamtmasse der Beimengung im Volumen, so kann die Energiebilanzgleichung des Volumens wiederum nicht willkürfrei aufgestellt werden. Eine restlos befriedigende Abhilfe scheint hier nicht möglich zu sein. Das ist umso bedauerlicher, als sich im Normalfall ja nicht nur die spezifische Enthalpie der Luft ändert, sondern auch die spezifische Feuchte. Dann vermag auch die Veränderung der Höhenlage der Zählfläche in der Weise, daß die Gesamtmasse im Bilanzvolumen konstant bleibt, nicht zu helfen, da die willkürlichen Konstanten bei der spezifischen Enthalpie von Luft und Wasserdampf

verschieden sind [24]. Dagegen lassen sich die freiwerdenden Energien bei Phasenumwandlungen des Wassers, die nicht mit einer Änderung des Gesamtwassergehalts im Bilanzvolumen verbunden sind, ähnlich wie Divergenzen der Strahlungsströme oder Änderungen des Wärmeinhalts berücksichtigen.

Tritt am Boden Verdunstung oder Kondensation auf, so fließt auch durch die Bodenoberfläche ein mittlerer vertikaler Massenstrom, sofern man das flüssige Wasser als außerhalb des Bilanzvolumens befindlich ansehen kann oder ein Nachschub flüssigen Wassers in das Bilanzvolumen erfolgt. Wenn hierbei wiederum der Gesamtgehalt an Wasser im Bilanzvolumen konstant bleibt, ist auch in diesem Fall die Aufstellung einer willkürfreien Energiebilanz möglich.

Weiter soll aber auf diese mit der Verdunstung bzw. der latenten Wärme im Rahmen der Energiebilanz eines Volumens zusammenhängenden Fragen nicht eingegangen werden. Soweit im Mittel stationäre Verhältnisse vorliegen, führen den obigen ähnliche Überlegungen auch zu ähnlichen Resultaten bezüglich der Unterschiede zwischen dem Strom latenter Wärme von der Luft zum Boden $\widehat{V}_0$ und dem Austauschstrom latenter Wärme $\widehat{V}_{AZ}$ durch eine Zählfläche in der Höhe z. Auf die wenig befriedigende Situation beim Vorliegen instationärer Verhältnisse, die im allgemeinen die willkürfreie Aufstellung der Energiebilanz nicht zulassen, wurde eben hingewiesen.

Die Beschränkung auf eine Untersuchung der Rolle der Advektion beim Transport fühlbarer Wärme in einem homogenen Medium erscheint also nicht zuletzt dadurch gerechtfertigt, daß die Berücksichtigung des Transports latenter Wärme unter instationären Verhältnissen viel mehr willkürliche Annahmen vorausgesetzt hätte, als bei den obigen Überlegungen nötig waren, die trotz dieser Einschränkung vielleicht einen gewissen Einblick ermöglichten.

Literatur

1. Albrecht, F.: Über den Zusammenhang zwischen täglichem Temperaturgang und Strahlungshaushalt. Gerl. Beitr. Geoph. **25**, 1—35 (1930).
2. Alissow, B. P., O. A. Drosdow und E. S. Rubinstein: Lehrbuch der Klimatologie. Deutsche Übersetzung. Berlin, 1956.
3. Ångström, A.: On the Radiation and Temperature of Snow. Ark. Mat. Astr. Fysik **13** (21).
4. Baumgartner, A.: Untersuchungen über den Wärme- und Wasserhaushalt eines jungen Waldes. Ber. Dtsch. Wetterd. **5** (28) (1956).
5. Brunner, B. H.-Chr.: Küsteneinfluß auf Temperatur und Feuchte bodennaher Luftschichten. Gerl. Beitr. Geoph. **56**, 113—154 (1940).
6. Budyko, M. I.: Der Wärmehaushalt der nördlichen Hemisphäre. Trudy G. G. O. **18** (86) (1949), zitiert nach [2].
7. Falckenberg, G.: Der nächtliche Wärmehaushalt bodennaher Luftschichten. Met. Z. **49**, 369—371 (1932).
8. Falckenberg, G.: Apparatur zur Bestimmung des momentanen Wärmeaustausches zwischen Erde und Luft. Met. Z. **47**, 154—156 (1930).

9. Frankenberger, E.: Untersuchungen über den Vertikalaustausch in den unteren Dekametern der Atmosphäre. Ann. Met. **4**, 358—374 (1951).
10. Frankenberger, E.: Über vertikale Luftbewegungen in der untersten Atmosphäre. Ann. Met. **5**, 368—372 (1952).
11. Frankenberger, E.: Über vertikale Temperatur-, Feuchte- und Windgradienten in den untersten 7 Dekametern der Atmosphäre, den Vertikalaustausch und den Wärmehaushalt am Wiesenboden bei Quickborn/Holstein 1953/1954. Ber. Dtsch. Wetterd. **3** (20) (1955).
12. Geiger, R.: Über selbständige und unselbständige Mikroklimate. Met. Z. **46**, 539—544 (1929).
13. Geiger, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht, 3. Aufl. Braunschweig, 1950.
14. Haude, W.: Verdunstung und Strahlungsbilanz in einem warmen Trockenklima. Met. Rdsch. **12**, 11—17 (1959).
15. Hofmann, G.: Die Thermodynamik der Taubildung. Ber. Dtsch. Wetterd. **3** (18) (1955).
16. Hofmann, G.: Wärmestrom, Massenstrom und Volumstrom. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 465 (1960).
17. Hoinkes, H., und N. Untersteiner: Wärmeumsatz und Ablation auf Alpengletschern. I. Vernagtferner (Ötztaler Alpen) August 1950. Geograf. Ann. **24**, 99—158 (1950).
18. Homèn, Th.: Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmeleitung zwischen Himmel und Erde. Leipzig, 1897.
19. Krügler, F.: Über den Anteil des Massenaustausches am nächtlichen Wärmehaushalt der Erdoberfläche. Met. Z. **49**, 372—376 (1932).
20. Krügler, F.: Nächtliche Wärmehaushaltsmessungen an der Oberfläche einer grasbewachsenen Ebene. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst **3** (10) (1937).
21. Lettau, H.: Atmosphärische Turbulenz. Leipzig, 1939.
22. Lettau, H. H., und B. Davidson: Exploring the Atmosphere's First Mile, Vol. I und II. London, 1957.
23. Mäde, A.: Über die Methodik der meteorologischen Geländemessung. Sitz.-Ber. Dtsch. Akad. Landw.-Wiss. Berlin **5** (5) (1956).
24. Montgomery, R. B.: Convection of Heat. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **7**, 125—132 (1954).
25. Pasquill, F.: Eddy Diffusion of Water Vapour and Heat near the Ground. Proc. Roy. Soc. A **198**, 116–140 (1949).
26. Sutton, O. G.: Micrometeorology. London, 1953.
27. Swinbank, W. C.: The Measurement of the Vertical Transfer of Heat. J. Met. **8**. 135—145 (1951).

551.578.41

(Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe)

Untersuchungen über das Wachstum der Eiskristalle[1]

Von

W. Schulz

Mit 28 Textabbildungen

Zusammenfassung. Auf einem Taupunktspiegel werden bei tiefen Temperaturen und niedrigen Dampfdrucken Kondensations- und Sublimationsvorgänge untersucht. Wird der Spiegel mit einem dünnen Überzug von Zaponlack versehen, dann lassen sich auf seiner Oberfläche je nach den gewählten Bedingungen verschiedene Eiskristalle erzeugen. Die Eiskristalle entstehen bei Temperaturen zwischen — 14° C und — 45° C und in Dampfdruckbereichen von 1,5 bis 0,1 mm Hg. Mikroaufnahmen vermitteln einen Eindruck der Kristallformen und ihres Wachstums.

Da die von uns entwickelte Anordnung es gestattet, Einzelkristalle über längere Zeiträume zu beobachten, lassen sich Aussagen über Wachstum und Wachstumsgeschwindigkeit machen. Es stellt sich heraus, daß die Endform eines Kristalls durch die Frühform bestimmt ist, sofern nicht dendritisches Wachstum eintritt. Die Wachstumsgeschwindigkeit liegt etwa zwischen 0,1 und 7,0 mm/h und ihr Mittelwert scheint für die einzelnen Kristallformen charakteristisch zu sein. Einige Versuche zur Frage der Koexistenz der flüssigen und der festen Phase des Wassers beweisen, daß der Wirkungsgrad des Bergeron-Prozesses in der Wolke vielfach überschätzt wird.

Summary. Condensation and sublimation processes have been examined on a dew-point mirror at low temperatures and vapour pressures. If the mirror is covered with a thin layer of zapon lacquer different ice crystals according to the chosen conditions can be produced at temperatures between — 14° C and — 45° C in steam pressure ranges of 1,5 to 0,1 mm Hg. Microphotographs show the crystal forms and their growth.

Since a special arrangement developed by us allows watching single crystals over longer periods, observations about the growth and its speed

[1] Dissertation zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften der Technischen Hochschule Karlsruhe.

can be made which show that the final form of a crystal is determined by its early form, provided that no dendrite growth occurs. The speed of growth is between about 0.1 and 7.0 mm/h and its mean value seems to be characteristic for the special crystal forms. Some experiments as to the co-existence of the fluid and solid phase of water prove that the efficiency of the Bergeron-process in clouds is often overrated.

Résumé. Etude de phénomènes de condensation et de sublimation sur un miroir à point de rosée, par basses températures et faibles tensions de vapeur d'eau. En recouvrant le miroir d'une mince couche de laque de zapone, on peut, selon les circonstances, faire naître divers cristaux de glace. Ceux-ci se forment entre — 14° et — 45° et entre 1,5 et 0,1 mm. de mercure ; leurs formes et leur croissance s'observent grâce à des microphotographies.

Le dispositif adopté permet d'observer les cristaux isolés pendant longtemps et de suivre leur vitesse de croissance. On a constaté que la forme finale d'un cristal dépend de sa forme primitive, pour autant qu'il n'y a pas de croissance dendritique. La vitesse de formation varie de 0,1 à 7,0 mm./h., et sa valeur moyenne semble caractéristique des formes individuelles. Des essais concernant la coexistence des phases solide et liquide de l'eau montrent que l'efficacité du processus de Bergeron dans les nuages est très surestimée.

A. Einleitung

Zur Erforschung des Mechanismus der Niederschlagsbildung in der Atmosphäre liegt eine ganze Reihe von Veröffentlichungen theoretischer und experimenteller Natur vor, die Schulz [*1*] in einer früheren Arbeit zusammengestellt hat. McDonald hat in einer umfassenden Untersuchung [*2*] gezeigt, daß die Theorie erst dann imstande sein wird, die Temperatur zu errechnen, bei der in der Atmosphäre die Umwandlung der dampfförmigen bzw. flüssigen in die feste Phase des Wassers erfolgt, wenn genaue Werte für die spezifische freie Grenzflächenenergie Wasser — Eis in die entsprechenden Formeln eingesetzt werden können. Solche genauen Werte liegen noch nicht vor. Wir haben uns deshalb in der vorliegenden Arbeit auf experimentelle Untersuchungen beschränkt. Da die zusammenfassende Betrachtung [*1*] gezeigt hat, daß die in der Natur vorhandenen Tropfen [*24*, *26*] nur durch eine experimentelle Anordnung erzeugt werden können, die der von Diem [*3*] entspricht, wurde auch in dieser Arbeit nach den dort beschriebenen Methoden gemessen, wobei wir durch einige apparative Weiterentwicklungen besonders den Temperaturbereich erheblich erweitern konnten.

B. Ausführung der Messungen

1. Anordnung

Die in [*1*] benutzte Apparatur blieb im Prinzip erhalten: ein metallischer Spiegel liegt zwischen zwei Kanälen, durch die mit Hilfe von Gebläsen Luft mit Temperaturen zwischen + 20° und — 50° C geblasen werden kann. Die Beobachtung der Vorgänge auf der Spiegeloberfläche erfolgt mit einem Zeissschen Stereomikroskop, das einen großen freien

Arbeitsabstand hat. Die Anordnung arbeitet gleichzeitig als Taupunktspiegel und gestattet eine zuverlässige Bestimmung des Sättigungsdampfdrucks, der je nach dem Aggregatzustand auf Wasser oder Eis bezogen ist. Aus diesem Wert läßt sich der Dampfdruck zu Beginn des Versuchs bestimmen, der dann ebenfalls auf Wasser oder Eis bezogen ist. Die in den Tabellen 3, 4, 7 und 8 angegebenen Werte von e_w und e_e gehören damit nicht unbedingt zu den entsprechenden Gefriertemperaturen t_g. Im Gegensatz zu den früheren Versuchen [*1*] befinden sich Beobachtungskammer und Mikroskop in einer Tiefkühlkammer, die bis auf — 20° C gekühlt werden kann. Eine Strahlungsheizung kann die Tiefkühlkammer in wenigen Minuten auf + 20° aufheizen. Die Temperatur in der Tiefkühlkammer und die der Kühlluft wird mit Thermoelementen überwacht. Die Spiegeltemperatur wird durch ein sorgfältig auf die Spiegelrückseite aufgelötetes, die Lufttemperatur in der Beobachtungskammer durch ein in 1 cm Höhe seitlich über dem Spiegel befindliches Thermoelement bestimmt. Die Beobachtung des Spiegels erfolgt von außen durch ein in den Mikroskoptubus eingeschaltetes Fernrohr; eine Aufsetzkamera im Innern erlaubt Aufnahmen der Spiegeloberfläche. Die Bedienung des Mikroskops und der Kamera erfolgt durch ein mit Ledermanschette versehenes Handloch.

2. Meßvorgang

Bei jedem Versuch wird in der Tiefkühlkammer eine bestimmte konstante Temperatur vorgegeben. In ihr wird der Spiegel von der Unterseite her durch Kühlluft von unter — 50° C abgekühlt. Dabei läßt die Kühlleistung mit abnehmender Temperatur merklich nach; bei einer Spiegeltemperatur von — 20° C wird eine Kühlgeschwindigkeit bis 15° C/min erreicht, während sie im Bereich von — 40° C noch bei maximal 2° C/min liegt. Die im Verlauf der Kühlung des Spiegels auf seiner Oberfläche stattfindenden Vorgänge werden unter ständiger Temperaturkontrolle beobachtet und zum Teil photographisch festgehalten.

C. Ergebnisse

Es werden folgende Bezeichnungen benutzt:

t_g = Gefriertemperatur, bei Sublimation Kristallbildungstemperatur [° C]
t_k = Temperatur der Tiefkühlkammer [° C]
t_u = maximal erreichte Unterkühlung [° C]
τ = Taupunktstemperatur [° C]
e = Dampfdruck in der Beobachtungskammer [mm Hg]
e_w = in bezug auf Wasser
e_e = in bezug auf Eis
v = Kühlgeschwindigkeit [° C/min]
M = Nummer der Mikroaufnahme
N = Anzahl der Beobachtungen.

1. Silberspiegel als Versuchsfläche

Die Kondensations- und Sublimationsvorgänge auf einem Silberspiegel sind in dem Schema und den Meßwerten der Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1. *Daten für die Vorgänge auf dem Silberspiegel*

	Kühlung				
	Vorkondensation				Sublimation
	Kondensation				
	Kontakt-vereisung nach Vor-kondensation	Kontakt-vereisung nach Haupt-kondensation	Statistisches Gefrieren	Unter-kühlung	Kristalle
τ	—20 ... —35	—4 ... —32	—20 ... —29	—9 ... —31	–
e	0,95 ... 0,18	3,41 ... 0,30	0,93 ... 0,41	2,28 ... 0,34	0,75 ... 0,36
t_g	—20 ... —38	—17 ... —34	—23 ... —34	—	—20 ... —28
t_u	—	—	—	—43,1	—
M	1	2	3	4	—

Von der Kühlung ausgehend wird in einem Zweig des Schemas zunächst ein Vorkondensationsstadium erreicht, in dem Tröpfchen vor allem an den Rissen und Spalten der Spiegeloberfläche infolge der reduzierten Grenzflächenspannung entstehen. Wird für ein solches Tröpfchen der Gefrierpunkt erreicht, dann erstarren sämtliche an den bevorzugten Stellen entstandenen Tröpfchen schlagartig durch Kontakt. Abb. 1 zeigt, wie ungleichmäßig die Verteilung dieser erstarrten Tröpfchen ist. Wird für kein Tröpfchen der Gefrierpunkt erreicht, so findet etwa 0,5 bis 3° C nach dem Vorkondensieren die allgemeine Kondensation statt: der Spiegel bedeckt sich mit einem gleichmäßigen Tropfenbeschlag (Abb. 4a). Von diesem Punkt an kann der Versuch in drei verschiedenen Richtungen weiterlaufen:

a) Analog dem Vorgang bei der Vorkondensation wird für irgendein Tröpfchen der Gefrierpunkt erreicht. Bei großer Tropfendichte wird dann der Gefriervorgang in kürzester Zeit durch Kontakt auf den ganzen Spiegel übertragen, was wir als „Kontaktvereisung" bezeichnen. Yosida [4] gibt eine Reihe ganz ähnlicher, stark vergrößerter Aufnahmen, und seine Beschreibung des Ausbreitungsmechanismus des Gefriervorganges deckt sich völlig mit unseren Beobachtungsergebnissen.

b) Wegen zu geringer Tropfendichte ist eine Kontaktvereisung entweder gar nicht möglich, oder verläuft so langsam, wie sie schon in [1]

Abb. 1–28. Beispiele von Aufnahmen des Wachstums von Eiskristallen.
t = Temperatur [°C] im Augenblick der Aufnahme. T = Zeitpunkt der Aufnahme in einer Serie oder bezogen auf ein markantes Ereignis. 1 Skt = . . . μ Maßstab; fehlt diese Angabe, so gilt: 1 Skalenteil = 80 μ

Abb. 1
$t = -35{,}0°\,C$
1 Skt = 50 μ

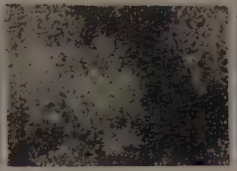


Abb. 2
$t = -33{,}7°\,C$

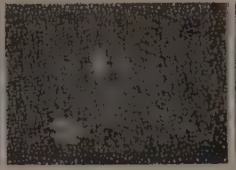


Abb. 3a
$t = -38{,}1°\,C$
$T = 4$ min nach Beginn der Kontaktvereisung

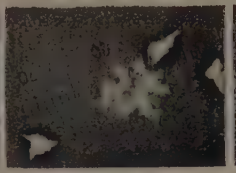


Abb. 3b
$t = -27{,}7°\,C$

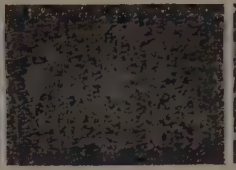


Abb. 4a
$t = -42{,}0°\,C$
$T = 12$ min nach Einsetzen der Kondensation

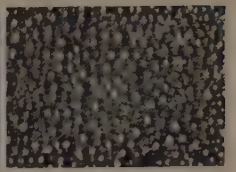


Abb. 4b
$t = -22{,}1°\,C$
$T = 30$ min nach Einsetzen der Kondensation

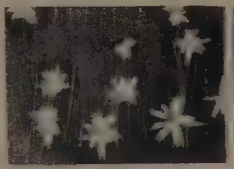


Abb. 5a
$t = -41{,}9°\,C$

Abb. 5b
$t = -42{,}4°\,C$

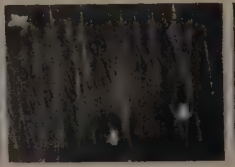


Abb. 6a
$t = -36{,}2°\,C$
$T = 0$. min

Abb. 6b
$t = -40{,}0°\,C$
$T = 3$. min

Abb. 6c
$t = -41{,}2°\,C$
$T = 5$. min

Abb. 6d
$t = -42{,}7°\,C$
$T = 15$. min

Abb. 7a
$t = -27{,}5°\,C$
$T = 0$. min

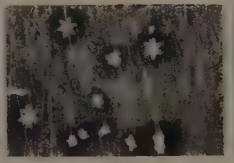


Abb. 7b
$t = -33{,}6°\,C$
$T = 2$. min

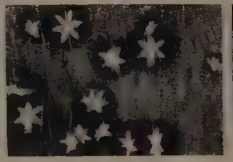


Abb. 7c
$t = -37{,}5°\,C$
$T = 4$. min

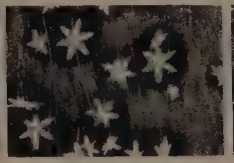


Abb. 7d
$t = -39{,}4°\,C$
$T = 6$. min

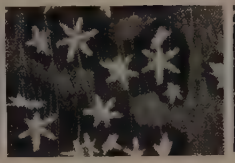


Abb. 7e
$t = -40{,}2°\,C$
$T = 8$. min

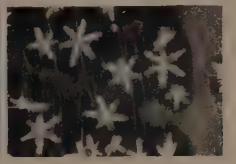


Abb. 7f
$t = -40{,}8°\,C$
$T = 10$. min

Abb. 8a
$t = -27{,}3°\,C$
$T = 0.$ min

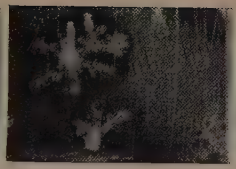


Abb. 8b
$t = -27{,}3°\,C$
$T = 4.$ min

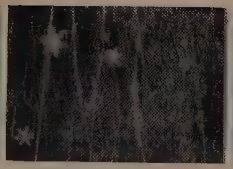


Abb. 9a
$t = -26{,}2°\,C$
$T = 0.$ min

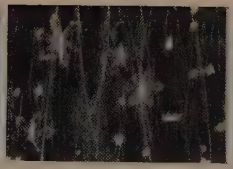


Abb. 9b
$t = -38{,}3°\,C$
$T = 4.$ min

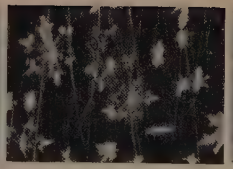


Abb. 9c
$t = -41{,}3°\,C$
$T = 11.$ min

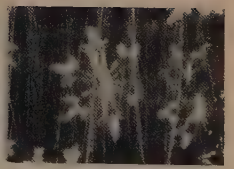


Abb. 9d
$t = -41{,}3°\,C$
$T = 12.$ min
1 Skt = 50 μ

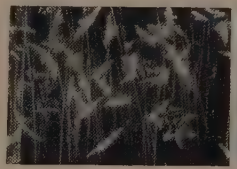


Abb. 10a
$t = -30{,}6°\,C$

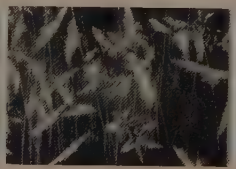


Abb. 10b
$t = -35{,}7°\,C$

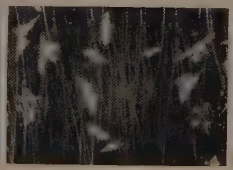


Abb. 10c
$t = -24{,}9°\,C$

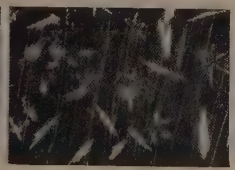


Abb. 10d
$t = -22{,}7°\,C$

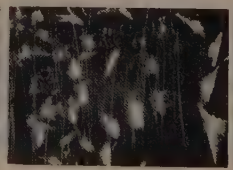


Abb. 10e
$t = -29{,}2°\,C$

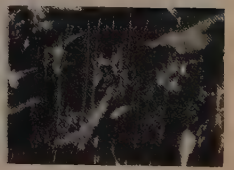


Abb. 10f
$t = -29{,}6°\,C$
1 Skt = 50 μ

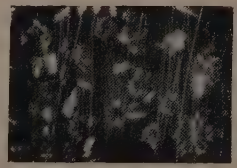


Abb. 10g
$t = -29{,}5°\,C$

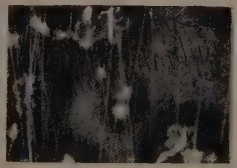


Abb. 10h
$t = -26{,}8°\,C$

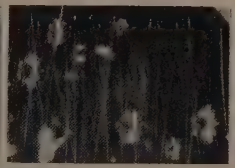


Abb. 11a
$t = -38{,}0°\,C$

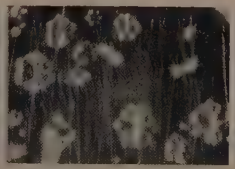


Abb. 11b
$t = -34{,}5°\,C$

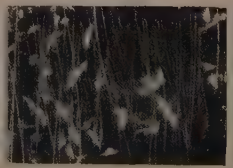


Abb. 12a
$t = -30{,}4°\,C$

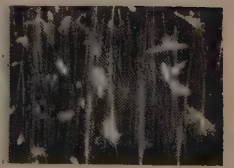


Abb. 12b
$t = -33{,}4°\,C$

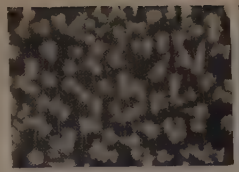


Abb. 13a
$t = -36{,}4°\,C$

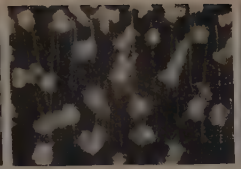


Abb. 13b
$t = -36{,}4°C$
1 Skt = 50 μ

Abb. 14a
$t = -42{,}1°C$
$T = 0.$ min

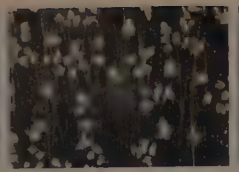


Abb. 14b
$t = -37{,}4\ C$
$T = 10.$ min

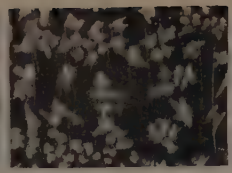


Abb. 14c
$t = -32{,}7°C$
$T = 20.$ min

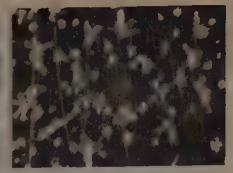


Abb. 15a
$t = -31{,}5\ C$

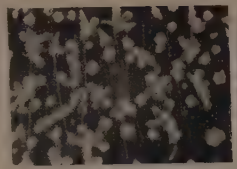


Abb. 15b
$t = -31{,}5°C$

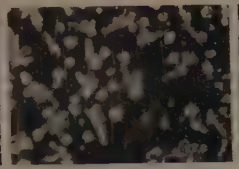


Abb. 15c
$t = -31{,}5°C$

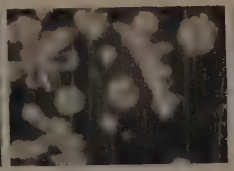


Abb. 15d
$t = -31{,}5°C$
1 Skt = 30 μ

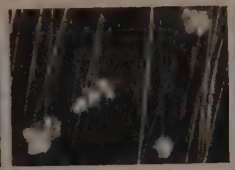


Abb. 16
$t = -38{,}7°C$
1 Skt = 30 μ

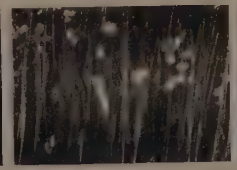


Abb. 17a
$t = -41{,}4°C$
$T = 0.$ min

Abb. 17b
$t = -35{,}0°C$
$T = 3.$ min

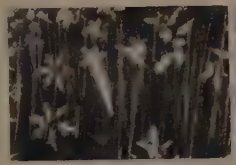


Abb. 17c
$t = -29.6\ C$
$T = 6.$ min

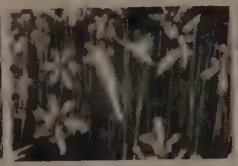


Abb. 17d
$t = -29.6°C$
$T = 9.$ min

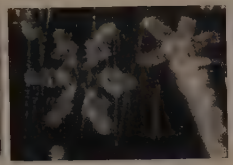


Abb. 17e
$t = -26{,}6°C$
1 Skt = 30 μ

Abb. 18a
$t = -18{,}9°C$
$T = 0.$ min

Abb. 18b
$t = -18{,}9°C$
$T = 4.$ min

Abb. 18c
$t = -18{,}9°C$
$T = 10.$ min

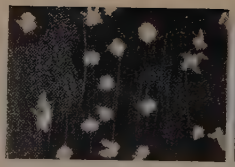


Abb. 19a
$t = -28{,}9°\,C$
$T = 0$ min

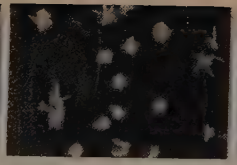


Abb. 19b
$t = -30{,}0°\,C$
$T = 2$ min

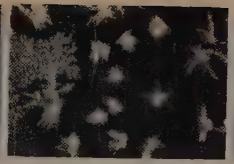


Abb. 19c
$t = -31{,}1°\,C$
$T = 4$ min
Ausschnittverschiebung

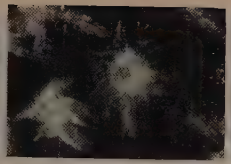


Abb. 19d
$t = -33{,}5°\,C$
1 Skt = 30 μ

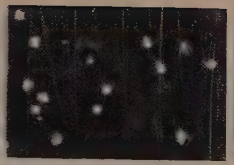


Abb. 20a
$t = -32{,}5°\,C$
$T = 0$ min

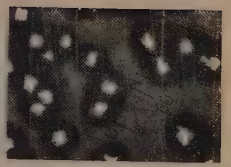


Abb. 20b
$t = -27{,}7°\,C$
$T = 2$ min

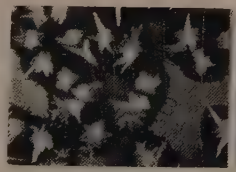


Abb. 20c
$t = -26{,}5°\,C$
$T = 6$ min

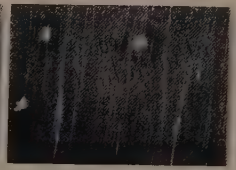


Abb. 21a
$t = -26{,}1°\,C$
$T = 0$ min

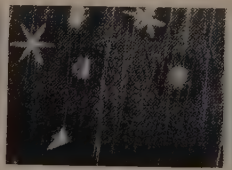


Abb. 21b
$t = -26{,}4°\,C$
$T = 2$ min

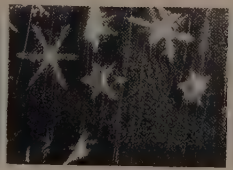


Abb. 21c
$t = -26{,}6°\,C$
$T = 4$ min

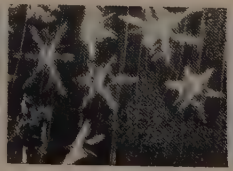


Abb. 21d
$t = -26{,}6°\,C$
$T = 6$ min

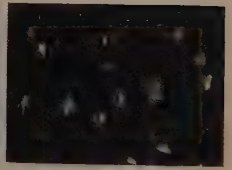


Abb. 22a
$t = -26{,}1°\,C$
$T = 0$ min

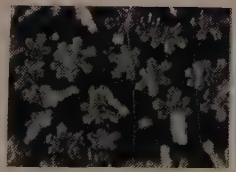


Abb. 22b
$t = -26{,}8°\,C$
$T = 15$ min

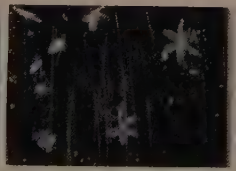


Abb. 23a
$t = -26{,}8°\,C$
1 Skt = 50 μ

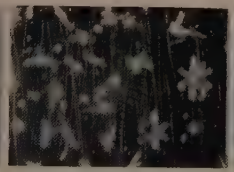


Abb. 23b
$t = -26{,}8°\,C$
$T = 0$ min

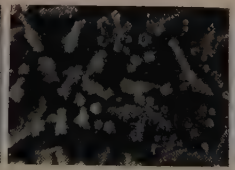


Abb. 23c
$t = -26{,}8°\,C$
$T = 10$ min
Ausschnittverschiebung

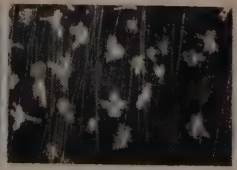


Abb. 24a
$t = -27{,}6°\,C$
$T = 0$ min

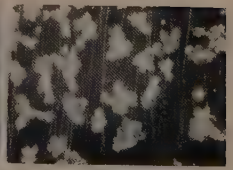
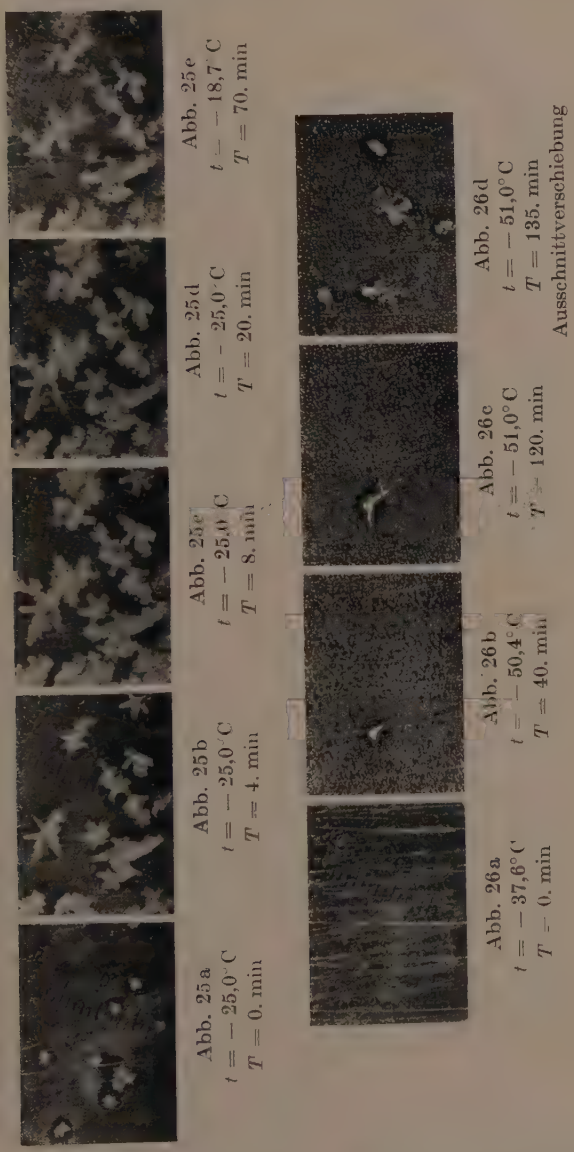


Abb. 24b
$t = -27{,}6°\,C$
$T = 5$ min

ausführlich geschildert wurde. Nacheinander gefrieren einzelne Tröpfchen bei verschiedenen Temperaturen und an verschiedenen Orten.



In [1] wurde daraus eine statistische Verteilung der Gefriertemperaturen abgeleitet, und deshalb wird der Vorgang hier kurz als „statistisches Gefrieren" bezeichnet.

c) Selbst bei den tiefsten mit unserer Apparatur möglichen Temperaturen wird an keiner Stelle des Spiegels der Gefrierpunkt erreicht. In einigen Fällen blieb trotz reichlicher Kondensation der ganze Spiegel bis — 43° C eisfrei und einzelne Tröpfchen bis unter — 50° C flüssig. Damit muß die Temperatur der homogenen Eisbildung jedenfalls weit unter der von Mason [5] genannten Grenze von — 40° C liegen. Schwellentemperaturen, wie sie theoretisch von Weickmann [6] und experimentell von Rau [7] ermittelt wurden, können wir nicht bestätigen, da dazu die Kühlleistung unserer Anlage nicht ausreicht.

Diese Versuche zeigen, daß die Tropfendichte mitbestimmend wird, da sie die hauptsächliche Veranlassung zur Kontaktvereisung gibt. Da der unter b) beschriebene statistische Vorgang nicht immer völlig von Kontaktvereisung freizuhalten ist, kann unter Umständen die Statistik dadurch verfälscht werden, daß wegen der fortschreitenden Vereisung tiefe Gefriertemperaturen zu geringe Häufigkeiten aufweisen. Beim andern Zweig des Schemas tritt die flüssige Phase nicht bzw. nur mit submikroskopischen Tropfengrößen auf. Ohne entscheiden zu wollen, ob hier der Durchgang durch die flüssige Phase tatsächlich ganz fehlt, muß Sublimation angenommen werden. Sie findet in keinem der beobachteten Fälle bei Temperaturen über — 20° C statt. Bei weiterer Abkühlung entstehen an verschiedenen Stellen des Spiegels überwiegend ebene, unregelmäßige oder hexagonale Kristalle. Diese Kristalle erwiesen sich jedoch bei weiteren Versuchsserien als nicht reproduzierbar.

2. Silberspiegel mit Zaponlacküberzug als Versuchsfläche

In unseren ersten Versuchen [1] zeigten wir, daß ein Überzug des Spiegels mit Zaponlack dessen metallische Struktur völlig verändert und ihn als neutrale Oberfläche wirken läßt. Der Überzug ist sehr haltbar und kann in einer wenige μ dicken Schicht sehr gleichmäßig aufgetragen werden.

Bei den Versuchen auf dem mit Zaponlack präparierten Silberspiegel sind zwei völlig verschiedene Vorgänge zu beobachten:

a) In 28 von 102 Versuchen treten auf der Spiegeloberfläche in Analogie zum reinen Silberspiegel bei etwas tieferen Temperaturen und geringeren Feuchten dieselben Erscheinungen auf, die bereits in unserem Schema dargestellt wurden, nur die Kontaktvereisung nach Vorkondensation fehlt völlig. Es ist anzunehmen, daß der Lacküberzug die Unebenheiten des Silberspiegels völlig beseitigt, die die bevorzugten Stellen für die Vorkondensation darstellen. Unterkühlung bis unter — 40° C gelingt häufiger als beim reinen Silberspiegel. In einigen Fällen, in denen die Tropfen schon bis unter — 40° C unterkühlt worden waren, konnte durch Zufuhr warmer Luft Kontaktvereisung hervorgerufen werden, obwohl die Warmluft eine Erhöhung der Spiegeltemperatur um 10° C und mehr bewirkt hatte. Leider wurde der Vorgang nicht quantitativ untersucht, da die Warmluftzufuhr ursprünglich nur zur Beschleunigung des Abtauvorgangs gedacht war.

Ein bei einem Versuch zufällig auf den Spiegel gefallener Fremdkörper löste ebenfalls von Fall zu Fall Kontaktvereisung aus. Bei vier aufeinanderfolgenden Versuchen wurde der Fremdkörper einmal bei — 26,2° C, einmal bei — 27,6 °C zum Ausgangspunkt der Vereisung, während er zweimal selbst bei Unterkühlung bis unter — 40° C nicht wirksam wurde.

b) In 74 Fällen wird der Spiegel zum Träger von Eiskristallen, die nach Kondensation oder unmittelbar durch Sublimation entstehen. Dabei wurde die unmittelbare Sublimation dann und nur dann beobachtet, wenn dem ursprünglich tiefgekühlten Luftvolumen zusätzlich wärmere Luft beigegeben wurde. Diesen bisher nicht beobachteten Vorgang werden wir im folgenden ausführlich behandeln.

a) Kristallformen und Existenzbedingungen

Die Bildung von Eiskristallen erfolgt entweder nach der Kondensation mitten im Tröpfchenfeld oder durch unmittelbare Sublimation. In zwei Fällen tritt Kondensation auch dann noch auf, wenn durch Sublimation entstandene Kristalle schon deutlich erkennbar sind. Die in 69 Versuchen beobachteten Kristalle wachsen überwiegend nach ihren a-, b-Achsen und werden nach ihrer äußeren Form in sechs Gruppen A . . . F eingeteilt. In fünf weiteren Versuchen ergaben sich die Kristallformen der Sondergruppe G, die sonst nicht ohne Zwang einzuordnen waren. Jeder Gruppe ist eine kleine Tabelle mit den zugehörigen Meßwerten vorangestellt.

Es wird beim Vergleich mit früheren Forschungsergebnissen bewußt auf solche verzichtet, bei denen die Temperatur- und Feuchtewerte nicht unmittelbar am Entstehungsort des Kristalls gemessen wurden; damit fallen alle Versuche mit Ausnahme der Weickmannschen [*12*] weg. Es ist einleuchtend, daß für die Kristallform die Temperatur bestimmend ist, bei der die Kristallbildung beginnt. Da die Fallgeschwindigkeiten von Kristallen in der freien Atmosphäre nach Nakaya [*8*] um 50 cm/sec betragen, braucht ein Kristall selbst bei geringen Aufwinden unter Umständen mehrere Stunden, um vom Entstehungspunkt bis zum Boden zu gelangen, und es ist nicht abzuschätzen, welche Veränderungen er in dieser Zeit erfahren hat.

A. Igelförmige Kristalle

Tabelle 2. *Zahlenwerte für Igel*

t_g	— 26,4	. . .	— 48,6
e_w	1,33	. . .	0,23
e_e		–	
t_k	— 12,1	. . .	— 21,5
v	0	. . .	4,3
N		26	
M	5,6		

Der Igel entsteht nur nach vorhergegangener Kondensation mitten im Tröpfchenfeld und wächst von einem Keim aus wahllos in alle Richtungen der Spiegelebene, gelegentlich auch in den Raum. Sooft der Eiskeim im Sinne von Wall [*16*] zu erkennen war, handelte es sich stets um einen gefrorenen Tropfen. Der Bildungsvorgang ist so deutlich zu verfolgen, daß bei den 26 Versuchen mit igelförmigen Kristallen fast 200 Gefriertemperaturen ermittelt werden konnten, die in Abb. 27 nach ihrer relativen Häufigkeit aufgetragen sind. Da Igel nur selten zusammen mit anderen Kristallformen auftreten, stammen nur 30 der 198 Werte

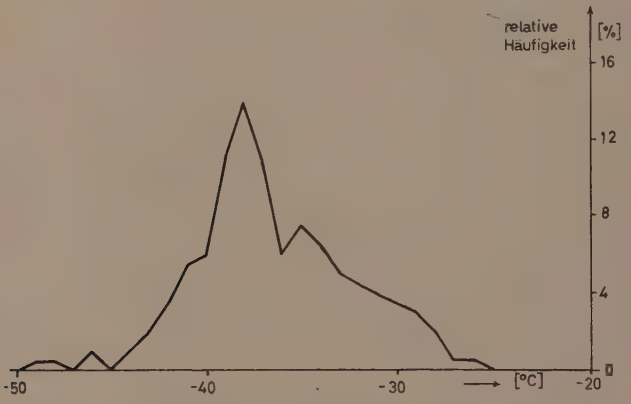


Abb. 27. Spektrum der Entstehungstemperaturen igelförmiger Eiskristalle (198 Werte)

aus Versuchen mit mehreren Formen. Im späteren Wachstumsstadium zeigen sich häufig wie in Abb. 5*b* und 6*d* Ansätze zu farnähnlichem Seitenwachstum. Gelegentlich finden sich wie z. B. im rechten unteren Teil der Abb. 6*c* und *d* Formen, die dem hexagonalen System verwandt erscheinen, im allgemeinen läßt sich jedoch die Zahl der Zweige nicht angeben.

Igel treten bevorzugt bei Temperaturen unter — 30° C auf. Darin liegt wahrscheinlich der Grund dafür, daß diese etwas merkwürdige und auffallende Kristallform bisher nicht bekannt wurde und selbst das sehr ausführliche Werk von Dobrowolski [*9*] sie nicht erwähnt. Die von Weickmann [*12*] beschriebenen Geschoßbüschel haben kristallin eine völlig andere Form als die Igel. Erst eine neuere Arbeit von Baschkirowa und Perschina [*10*] bringt erstmalig unter der Bezeichnung „Igel" Kristalle, die mit den unseren eine gewisse Ähnlichkeit zeigen. Die Auswahl zur Verfügung stehender Aufnahmen ist indessen zu klein, um eine Identifizierung mit unseren Igeln zu ermöglichen. Immerhin stammen die von den russischen Forscherinnen gefundenen Kristalle aus Altostratus und Nimbostratus mit den Gipfeltemperaturen um — 30° C. Da die langsamen Hebungsvorgänge in Schichtwolken durch unsere Ver-

suche besonders gut wiedergegeben werden und die von Baschkirowa und Perschina beobachteten Temperaturen in die Nähe unserer Entstehungstemperatur reichen, scheint eine Übereinstimmung naheliegend.

B. Sterne

Tabelle 3. *Zahlenwerte für Sterne*

t_g	— 18,3	...	— 28,4
e_w	1,33	...	0,49
e_e	0,74	...	0,37
t_k	— 12,2	...	— 20,1
v	0	...	4,3
N		18	
M	7	...	11

Sterne entstehen im gleichen Dampfdruckbereich wie die Igel, jedoch bei im Mittel um rund 14° höheren Temperaturen mit einer Streuung von nur 10° gegenüber mehr als 20° bei den Igeln. Da die Sterne sowohl aus Kondensation als auch aus Sublimation entstehen und dabei verschiedene Formen bilden, unterscheiden wir:

a) Einfache Sterne, die nur nach Kondensation auftreten. Der Wachstumsbeginn verläuft wie bei den Igeln, so daß sich die Anfangsaufnahmen z. B. der Abb. 6 und 7 zunächst wenig unterscheiden. Im Verlauf ihrer weiteren Entwicklung zeigen die Sterne ein gleichmäßiges hexagonales Wachstum und wie die Igel meist deutliche Ansätze zu einer Art Befiederung, die immer nur dann aufzutreten scheint, wenn in der Umgebung flüssige Tröpfchen vorhanden sind (Abb. 7, 21, 24).

b) Dendritische Sterne, die nach Nakaya [8] die größten vorkommenden Eiskristalle sind. Da wir das Wachstum nicht auf einen einzigen Kristall beschränken können, entstehen die dendritischen Sterne nur in ihren Ansätzen. Die beiden geglückten Züchtungsversuche (Abb. 8 und 9) zeigen, daß dendritische Formen sowohl im dichten Tropfenfeld, als auch ohne ein Mitwirken der flüssigen Phase gebildet werden können. In Abb. 8 *b* trat die von Nakaya [8] erstmalig von allen Seiten beobachtete Plättchenbildung am Ende eines Sternzweiges auf. In beiden Versuchen entstanden die Dendritsterne nur bei Zufuhr warmer und damit feuchterer Luft.

c) Sterne mit breiten Zweigen, Sektorensterne. Mit Ausnahme der Sektorensterne, die gelegentlich auch über Kondensation zustande kommen, bilden sich diese Formen durch Sublimation und sind meistens so dünn, daß man sie mikroskopisch zunächst nur an den Umrißlinien erkennt. Sie treten in den verschiedenen Versuchen in einer Reihe von Varianten auf. Die Sterne der Abb. 10 *a* und *b* sehen aus wie Seesterne. Abb. 10 *c* zeigt im gleichen Versuch einen Stern mit balkenförmigen Armen, dessen Zentrum nicht klar zu erkennen ist. Manche Formen könnten auch in der Gruppe a) einfache Sterne eingeordnet werden. Die möglichen Varianten werden in den Abb. 10 *d* bis *h* gezeigt. Aus-

geprägte Sektorensterne (Abb. 11) erinnern mit ihren fast geschlossenen Umrißlinien schon an Tafeln.

Die Entstehungstemperaturen für Sterne stimmen gut mit den Werten von aufm Kampe und Weickmann [*11*] in ihrem Diagramm überein, während Weickmann [*12*] für die freie Atmosphäre noch höhere Temperaturen angibt. Da nach unseren Ergebnissen Sterne auch durch Sublimation bei Temperaturen unter — 25° C entstehen, könnte eine Entdeckung solcher Formen auch in reinen Eiswolken nicht überraschen. Die sehr umfangreichen und systematischen Laborzuchtversuche von Nakaya [*8*] ergeben durchweg Temperaturen für den Wachstumsbeginn, die um etwa 5° höher liegen; die Ursache dafür liegt möglicherweise in einer besonders guten Kernwirksamkeit der Aufhängefäden.

C. Nadeln und Nadelkombinationen

Tabelle 4. *Zahlenwerte für Nadeln*

t_g	— 19,8	...	— 36,5
e_w	0,95	...	0,20
e_e	0,75	...	0,18
t_k	— 6,7	...	— 20,2
v	0	...	4.3
N		30	
M	7,9	...	12, 14, 23, 24, 26

Diese Kristallart ist überaus häufig und tritt als ständiger Begleiter aller Arten von Sternen auf, wobei die Meßwertintervalle nach tiefen Temperaturen und niedrigen Dampfdrucken erweitert sind. Die unter verschiedenen Bedingungen entstandenen Nadeln unterscheiden sich wie die Sterne zum Teil erheblich voneinander. Nadeln, denen Kondensation vorangeht, treten nie einzeln auf, wie z. B. in Abb. 10 *d* bei reiner Sublimation, sondern stets als Kombinationen in irgendwie gebündelter Form (Abb. 7 *b*). Dabei unterscheiden sich die vom jeweiligen Knotenpunkt wegwachsenden Nadelhälften (Abb. 7) so wenig von den Sternarmen, daß man darüber im Zweifel sein kann, ob es sich um echte Nadeln oder um unvollständige bzw. unregelmäßige Sterne handelt. Durch Sublimation entstandene Nadeln zeigen die verschiedensten Formen. Wir sehen gestreckte und gekrümmte Einzelnadeln in den Abb. 10 *d* und 12 *a*, parallel wachsende in Abb. 10 *g* und 24 *a*, gebündelte in Abb. 7 und 9 *c* und solche mit Sektoren in Abb. 10 *h* und 12 *b*.

Gelegentlich tritt auch (Abb. 10 *a* und 12 *a*) eine Art Befiederung auf, die im Gegensatz zur Befiederung bei Sternen ohne die Mitwirkung von Tröpfchen zustandekommt und den Nadeln eine gewisse Ähnlichkeit mit den Reifkristallen von Yosida [*4*] und Nakaya [*8*] verleiht.

Einen Anhalt dafür, daß sich Nadeln schon bei besonders hohen Temperaturen bilden, konnten wir nicht finden; während aufm Kampe und Weickmann [*11*] ein Intervall von — 2° C bis — 8° C angeben. Auch Nakaya [*8*] züchtet wie wir vereinzelt künstliche Nadelformen noch bei — 30° C.

D. Säulen bzw. Geschoßformen und deren Kombination

Tabelle 5. *Zahlenwerte für Säulen und Geschoßformen*

	1	2	3
t_g	— 40,0	— 42,0	— 34,0
e_w	—	—	—
e_e	0,09	0,08	0,18
t_k	— 20,0	— 20,2	— 14,2
v	0	0	0
M	13	14	15

In Tabelle 5 sind die Daten für drei Versuche aufgeführt, bei denen Säulen im Fall 1 und 2, Geschoßformen im Fall 3 nachgewiesen werden konnten. Weickmann [*12*] findet diese Formen hauptsächlich im Cirren-Niveau bei Temperaturen von — 30° C bis — 60° C und den entsprechend niedrigen Dampfdrucken. Unsere Beobachtungen schließen sich trotz ihrer geringen Anzahl mit hinreichender Übereinstimmung an. Die Abb. 13 und 14 zeigen Säulen mit Begrenzungen an den Schmalseiten. Diese Kristalle sind in der Aufsicht identisch mit Formen, die Nakaya [*8*] als Säulen mit ebenen Endkristallen anspricht. Bei Bentley [*13*] heißen diese Gebilde „doublets", die bei uns gebräuchliche Bezeichnung „Manschettenknöpfe" stammt unseres Wissens von Paulcke [*14*] und wurde auch von den russischen Forschern übernommen.

Geschoßformen wuchsen nur in einem einzigen Versuch. Die Abb. 15 und besonders die Vergrößerung Abb. 15 *d* enthalten einige Bündel dieser Säulenart, die als Einzelkristall nicht gefunden wurde.

Die Zahl der Kristalle pro Flächeneinheit ist bei diesen drei Versuchen recht groß, und unregelmäßige Formen stellen dabei den Hauptanteil. Vielfach handelt es sich um Konglomerate von Säulen, um hyperboloidartige Gebilde (Abb. 13 linker Rand) und um nicht klassifizierbare Formen mit zum Teil angedeuteten Sternrändern.

E. Tafeln

Tabelle 6. *Zahlenwerte für Tafeln*

	1	2	3	4	5
t_g	— 22,4	— 24,1	— 26,8	— 34,0	— 42,0
e_w	—	—	—	—	—
e_e	0,61	0,52	0,39	0,18	0,08
t_k	— 15,8	— 18,3	— 15,9	— 14,2	— 20,2
v	2,8	6	0	0	0
M	16,17 a	—	23	15	14

Tafeln wachsen wie die Säulen recht selten. Die fünf Versuche ergeben einen verhältnismäßig großen Schwankungsbereich der Temperatur, und selbst bei hohen Temperaturen ist die flüssige Phase an der Entstehung

nicht beteiligt. Im allgemeinen werden in der Literatur für Tafeln höhere Temperaturen für das Wachstum angegeben, doch fand z. B. Weickmann [12] bei Wolkenflügen Beweise für das Vorhandensein von Tafeln auch in der hohen Troposphäre bei Temperaturen unter — 40° C. Die Tafeln treten in unseren Versuchen sowohl allein (Abb. 17), als auch zusammen mit anderen Formen in reicher Zahl auf (Abb. 14, 15, 23). Bei dem Versuch, zu dem Abb. 17 gehört, erfolgte nach der Bildung der Tafeln eine rasche Abkühlung des Spiegels auf — 41° C, ohne daß die Tafeln dabei eine erkennbare Veränderung erfuhren oder zusätzlich neue Formen auftraten. Bei diesem Versuch gelang es unter Zufuhr warmer Luft, die von Nakaya [8] beobachteten dendritischen Eckfortsätze an den Tafeln zu erzeugen, deren fortschreitendes Wachstum in den Abb. 17 a bis e festgehalten wurde.

F. Unregelmäßige Kristalle

Tabelle 7. *Zahlenwerte für unregelmäßige Kristalle*

t_g	— 13,9 . . . — 42,0
e_w	1,90 . . . 0,20
e_e	0,75 . . . 0,08
t_k	— 4,5 . . . — 22,2
v	0 . . . 8,0
N	50
M	3 b, 18, 19 usw.

Für die unregelmäßigen Kristalle, deren Erscheinungsbild außerhalb der hexagonalen Form liegt, besteht bei unseren Versuchen die größte Streubreite für die Meßwerte von Temperatur und Dampfdruck; der Reichtum an Formen ist daher auch recht groß. Die große Zahl und das häufige Auftreten der unregelmäßigen Formen veranlaßt uns, mit Nakaya [8] darauf hinzuweisen, daß diese Kristalle zugunsten der symmetrischen Formen bisher allzu oft vernachlässigt wurden. In 26 der 50 Versuche finden sich die unregelmäßigen Kristalle in Überzahl, doch erkennt man bei sorgfältigem Absuchen der gesamten Spiegeloberfläche zwischen ihnen immer wieder regelmäßige Formen wie z. B. in den Abb. 19 und 20. Ganz allgemein nimmt die Zahl der regelmäßigen Kristalle mit abnehmendem Dampfdruck zu. Sektorensterne treten allerdings auch bei relativ hohen Dampfdrucken auf (Abb. 18, $e = 1{,}03$ mm Hg).

Es zeigt sich bei diesen Versuchen, daß sich anfangs regelmäßige Kristalle besonders unter Zufuhr warmer Luft in einem späteren Stadium unregelmäßig weiter entwickeln können (Abb. 20, 22, 23), während der umgekehrte Fall nicht vorkommt. Der Entstehung unregelmäßiger Formen geht in den meisten Fällen Kondensation voraus, die bei hohen Tropfendichten oft zusätzlich eine Kontaktvereisung bewirkt.

Da die unregelmäßigen Formen in der Natur den Hauptanteil der späteren Schneekristalle stellen und der Vorgang ihrer sekundären Entstehung im Gegensatz zur Sublimation schon bei — 14° C einsetzt, kann

man mit VOLMER [15], WALL [16] und AUFM KAMPE [17] annehmen, daß die Kristallbildung im allgemeinen über die flüssige Phase erfolgen wird. Ferner geht aus Entstehung und Wachstum hervor, daß es sich bei den unregelmäßigen Kristallen nicht etwa um „Trümmer", sondern um echte Primärformen handelt.

Temperatur und Dampfdruck in der Beobachtungskammer bestimmen das Wachstum der Kristalle auf dem Spiegel. Sind beide hoch, so bilden sich wenige schnell wachsende Kristalle (Abb. 18); sind beide niedrig, dann wachsen viele Kristalle relativ langsam, und die Tropfendichte ist im Falle der Kondensation gering (Abb. 19). Im zweiten Fall sind regelmäßige Formen häufiger zu beobachten, wie z. B. die Sterne der Abb. 19 *d* und 20 *c*, die in den vorhergehenden Aufnahmen schon als Sektorensterne erkennbar sind (in Abb. 19 *a* und *b* am oberen Bildrand; in Abb. 20 bleibt das Gesichtsfeld unverändert).

G. Sonderformen

Tabelle 8. *Zahlenwerte für Sonderformen*

	1	2	3	4	5
t_g	— 26,1	— 25,6	— 26,8	— 27,8	— 25,0
e_w	0,52	—	—	0,45	0,60
e_e	0,42	0,44	0,39	—	—
t_k	— 17,0	— 16,9	— 15,9	— 17,6	— 20,7
M	21	22	23	24	25

Bei 5 Versuchen kamen Formen zustande, die außerhalb des üblichen Schemas liegen. Dabei wurde die Kühlung nach Erscheinen eines ersten Kristalls jeweils so bemessen, daß die Spiegeltemperatur konstant und gleich der Bildungstemperatur des betreffenden Kristalls blieb. Obgleich dabei die Temperatur und der Dampfdruck innerhalb eines sehr engen Bereichs liegen, bilden sich mit der Zeit doch ganz verschiedene Formen aus.

1. Kurz vor Beginn der Tröpfchen-Kondensation wachsen durch Sublimation die beiden Sektorensterne der Abb. 21 *a*. Durch eine geringfügige Verschiebung des Gesichtsfeldes wird in Abb. 21 *b* noch ein gewöhnlicher Stern erfaßt. Sämtliche Kristalle erhalten mit zunehmendem Durchmesser eine ausgeprägte Befiederung. Bemerkenswert ist das Zwillingswachstum eines Sternarmes am rechten Bildrand (Abb. 21 *d*). NAKAYA [8] hat derartige Erscheinungen mehrfach beobachtet und ausführlich kommentiert.

2. Die flüssige Phase tritt nicht auf. Die Spiegeloberfläche enthält zunächst außer einigen schwer erkennbaren Nadeln nur Sektorensterne. In Abb. 22 *b* haben sich diese innerhalb von 15 Min. zu Sternen mit breiten Ästen und dem als Ansatz zum Dendritwachstum bei Sternen charakteristischen Astende entwickelt. Die Ursprungsform bedingt hier ein ausgefülltes Zentrum, das den Sternen ein ganz anderes Aussehen verleiht als den unter B beschriebenen.

3. Die Abb. 23 *a* bis *c* folgen einander bei konstanter Temperatur im zeitlichen Abstand von 1 bis 2 Min. Deutlich läßt sich an Hand der Aufnahmen das scheinbar sukzessive Auftreten von Sternen, Nadeln und schließlich von Tafeln verfolgen, auf das wir im nächsten Abschnitt noch zurückkommen. Die letzte Aufnahme (Abb. 23 *c*) zeigt wieder an allen Formen Ansätze zum Dendritwachstum: das typische dreigezackte Astende an den Sternen, bei den Nadeln aufgesetzte Säulchen und ausgezogene Ecken an den Tafeln.

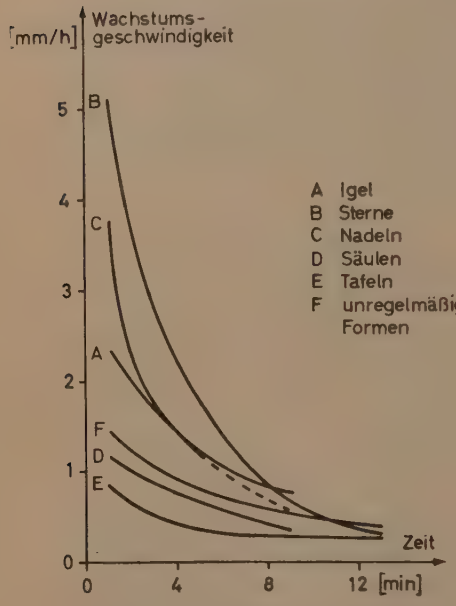


Abb. 28. Zeitlicher Verlauf der Wachstumsgeschwindigkeiten verschiedener Kristallformen

4. In Abb. 24 *a* geht der Kristallbildung schwache Kondensation voraus. Deutlich erkennt man, daß in tropfenreichen Gebieten (untere Bildhälfte) eine Tendenz zum Dendritwachstum besteht, während in tropfenarmen Bereichen zunächst Nadelkombinationen vorherrschen. Eine sehr kräftige Warmluftzufuhr verwischt die Unterschiede nach 5 Min. (Abb. 24 *b*) weitgehend durch kräftiges allgemeines Dendritwachstum.

5. Zunächst erscheinen in Abb. 25 *a* Sterne, die aber unter Zufuhr warmer Luft bei reichem Angebot an Wasserdampf bald in ein unregelmäßiges Wachstum verfallen oder zu vergraupeln beginnen. Besonders auffallend ist das in das Tröpfchenfeld hinein fortschreitende Dendritwachstum in der oberen Bildhälfte der Abb. 25 *b* und *c*: selbst die hohe Tropfendichte stellt kein Hindernis für ein regelmäßiges dendritisches Wachstum dar. Schließlich wird die Spiegeloberfläche infolge der großen Tropfendichte nach und nach vom Kontakteis erfaßt. Noch 70 Minuten nach Beginn des Versuchs, 62 Minuten nach Beendigung der Warmluftzufuhr und 50 Minuten nach Abschalten der Kühlung ist deutlich zu erkennen, daß trotz Kontakteisbildung noch flüssige Tropfen vorhanden sind (Abb. 25 *e*).

b) Wachstumsgeschwindigkeit

Die Definition für die Wachstumsgeschwindigkeit wurde von Nakaya [*18*] übernommen. Danach gilt als Wachstumsgeschwindigkeit eines Kristalls die Vergrößerung des Durchmessers eines dem Kristall umschriebenen Kreises (bzw. einer Kugel) je Zeiteinheit.

Bei unserer Auswertung beträgt der Ablesefehler maximal 7 μ und fällt damit nur bei Abmessungen der Kristalle unter 100 μ ins Gewicht.

Solche treten über die zweite Beobachtungsminute hinaus nur bei Säulen und Tafeln auf. Dort sind aber die auftretenden Wachstumsgeschwindigkeiten so gering, daß selbst ein im ungünstigsten Falle möglicher Fehler von 30% (Tafeldurchmesser = 20 μ) in der ersten Beobachtungsminute den Kurvenverlauf in Abb. 28 nicht grundsätzlich verfälscht.

Es liegt nahe, über die Zeit zu integrieren, um damit anschauliche Werte der Wachstumsgeschwindigkeit zu erhalten. Diese Integration ist nicht zulässig, da über die Zeit und in Abhängigkeit von der Temperatur das Angebot an Wasserdampf nicht konstant bleibt.

Bei einigen Reihenaufnahmen wurde der Durchmesser der Kristalle fortlaufend bestimmt und daraus die Wachstumsgeschwindigkeit errechnet; ihr zeitlicher, mittlerer, zeichnerisch gewonnener Verlauf ist für die verschiedenen Kristalle in Abb. 28 aufgetragen, die Streuung der Einzelwerte in Tabelle 9 zusammengefaßt. Die letzte Spalte der Tabelle enthält die vergleichbaren Mittelwerte für die Wachstumsgeschwindigkeit nach NAKAYA [*18*]. In manchen Fällen wird die Kontinuität der Kurve durch einen sprunghaften Anstieg der Wachstumsgeschwindigkeit (in mm/h) für wenige Minuten unterbrochen. Besonders ist dies bei unregelmäßigen Kristallen und dann der Fall, wenn der Versuch unter Zufuhr von Warmluft stattfindet, weil dann keine Gewähr für einen gleichmäßigen Anfall kondensierbaren Wassers gegeben ist.

Tabelle 9. *Extreme und Mittelwerte der Wachstumsgeschwindigkeit für verschiedene Kristallformen*

(Hier ist N die Anzahl der zur Mittelbildung herangezogenen Fälle)

	Min.	Mittel	Max.	N	NAKAYA
A Igel	0,45	1,5	4,1	7	—
B Sterne	0,08	1,8	7,4	15	1,3
C Nadeln und Kombinationen	0,45	2,1	5,6	7	0,5
D Säulen	0,27	0,6	1,3	3	—
E Tafeln	0,12	0,4	1,1	12	0,7
F unregelmäßige Kristalle	0,60	0,8	1,7	8	0,5
	mit Warmluft 5,8				

Die Übereinstimmung unserer Werte mit denen von NAKAYA [*18*] kann als gut bezeichnet werden, wenn man die Verschiedenartigkeit der Versuchsbedingungen und die tatsächliche Schwankungsbreite der Werte nach Tabelle 9 berücksichtigt. Nur für Nadeln finden wir ähnlich wie bei der Temperatur des Wachstumsbeginns eine beträchtliche Abweichung.

Die Gründe für die Abnahme der Wachstumsgeschwindigkeit kann in der Versuchsanordnung liegen:

a) Mit zunehmender Kühlung wird der Nachschub an Wasserdampf geringer. In welchem Umfang das der Fall ist, geht aus den nach ROBITZSCH errechneten Differenzen der absoluten Feuchte hervor:

von $-20°$ C bis $-25°$ C $\Delta A = 0{,}368$ g/m³
von $-25°$ C bis $-30°$ C $\Delta A = 0{,}251$ g/m³
von $-30°$ C bis $-35°$ C $\Delta A = 0{,}166$ g/m³
von $-35°$ C bis $-40°$ C $\Delta A = 0{,}109$ g/m³

Wird also der Taupunkt z. B. bei $-20°$ C erreicht, so kommt bei einer weiteren Temperaturabnahme um 5° C etwa dreimal mehr Wasser zur Ablagerung als bei einem Taupunkt von $-35°$ C. Dieser Effekt wird noch verstärkt durch die apparativ bedingte Abnahme der Kühlgeschwindigkeit bei tiefen Temperaturen.

b) Das Wachstum der Kristalle wird entweder durch Nachbarkristalle oder durch Tröpfchen in flüssigem oder festem Zustand behindert. Dann treten Asymmetrien auf, wie z. B. in Abb. 21; in manchen Fällen wird auch nur das Längenwachstum gestoppt, wie z. B. in Abb. 22, und es erscheinen Ansätze zum Seitenwachstum, oder es kommt zur direkten Anlagerung von Tröpfchen am Kristall, d. h. zur beginnenden Vergraupelung, wie z. B. in Abb. 25.

Obgleich demnach der Verlauf der Kurven in Abb. 28 weitgehend durch die Anordnung bedingt ist, erlaubt er doch einige Aussagen. Die hohe Anfangswachstumsgeschwindigkeit der Sterne erklärt sich nach den Gesetzen der Kristallographie [*19*]. Überstürztes Wachstum hat eine unvollkommene Ausfüllung des Flächeninnern zur Folge und führt deshalb meistens zu Skelettformen. Die beobachteten hohen Wachstumsgeschwindigkeiten müssen also zwangsläufig zu Sternen (B), Nadeln (C) und Dendritformen führen. Formen, die ausschließlich durch Sublimation zustandekommen, wie die Säulen und Tafeln, besitzen dagegen eine bedeutend geringere Wachstumsgeschwindigkeit, die mit der Zeit nur wenig abnimmt. Die Reihenfolge der Kurven entspricht der Aufeinanderfolge der verschiedenen Kristalltypen in Abb. 23, d. h. das sukzessive Auftreten von Sternen, Nadeln und schließlich Tafeln hat seine Ursache in den verschiedenen Anfangswachstumsgeschwindigkeiten. Der Versuch, den oben beschriebenen Rückgang der Menge kondensierbaren Wassers durch Einblasen warmer, feuchter Luft zu kompensieren, führte zu einem Teilerfolg, konnte aber quantitativ noch nicht kontrolliert werden. Die erwartete Steigerung der Wachstumsgeschwindigkeit trat zwar bei den meisten unregelmäßigen Kristallen auf, bei den regelmäßigen dagegen nur, wenn sie unregelmäßig oder dendritisch weiterwuchsen. In einem Falle konnte z. B. die Wachstumsgeschwindigkeit unregelmäßiger Formen um das Fünffache gesteigert werden, während unter ähnlichen Verhältnissen die Sektorensterne der Abb. 11 keine Beeinflussung erfuhren. In Abb. 17 bilden sich an gut ausgeprägten Tafeln infolge Zufuhr warmer Luft dendritische Eckfortsätze mit Wachstumsgeschwindigkeiten bis über 4 mm/h. Unter ganz ähnlichen Verhältnissen sind in Abb. 23 *c* an den hexagonalen Formen bei Wachstumsgeschwindigkeiten bis 0,3 mm/h nach 10 Minuten schließlich schwache Ansätze zu dendritischem Wachstum zu erkennen, während im übrigen ein kräftiges Säulenwachstum einsetzt. In Abb. 20 wachsen unter Zufuhr warmer Luft Sternarme mit einer Geschwindigkeit von 3 mm/h an vorher mehr oder weniger unregelmäßigen Gebilden mit einer Wachstums-

geschwindigkeit von 0,8 mm/h. Aus diesen Beispielen geht hervor, daß eine Feuchteerhöhung zwar Dendritwachstum anregen kann, jedoch an regelmäßigen Kristallen keine für den Mittelwert fühlbare Steigerung der Wachstumsgeschwindigkeit zu bewirken vermag. Daraus kann mit ziemlicher Sicherheit geschlossen werden, daß für die Kristallformen A bis E der zeitliche Mittelwert der Wachstumsgeschwindigkeit konstant ist.

c) Kristalle und Tröpfchen

In allen Fällen, wo der Kristallbildung die Kondensation vorangeht, läßt sich das Entstehen und Wachsen tropfenfreier Zonen, sogenannter „Höfe", ausgezeichnet beobachten. Die Wachstumsgeschwindigkeit der Höfe liegt in derselben Größenordnung wie die der Kristalle und nimmt wie diese mit der Zeit ab. Zu Beginn des Versuchs ist der Hof relativ am größten und erreicht bei geringer Tropfendichte oft mehr als den dreifachen Kristalldurchmesser (Abb. 7). Hält die Kühlung bzw. die Warmluftzufuhr an, so geht das Verhältnis Hofdurchmesser : Kristalldurchmesser stetig zurück und hat nach etwa 10 Minuten in der Regel Werte bis zu 1,2 erreicht, wenn nicht eine Überschneidung benachbarter Höfe die Tropfen ganz zum Verschwinden bringt (Abb. 5 *b*). In einer Versuchsreihe (Abb. 18) wurde durch Warmluftzufuhr das Wachstum der Höfe nahezu zum Stillstand gebracht, während die Wachstumsgeschwindigkeit der unregelmäßigen Kristalle geringfügig zunimmt, wie ein Vergleich der Aufnahmen *b* und *c* zeigt. In Einzelfällen kommt es vor, daß besonders schnell wachsende Kristalle, wie z. B. der dendritische Stern der Abb. 8 mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 5,8 mm/h, den zugehörigen Hof an einer oder mehreren Stellen einholen und damit Anlaß zur Kontakteisbildung geben.

Um das Verhalten der flüssigen und festen Phase nebeneinander genauer studieren zu können, wurde in drei besonders geeigneten Fällen der Versuch auf 1 bis 2 Stunden ausgedehnt (z. B. Abb. 26). In diesem Fall wächst im Gesichtsfeld nur ein einziger Kristall, der über mehr als 2 Stunden in einem Feld von Tröpfchen beobachtet werden konnte. Der Versuch scheint von grundlegender Bedeutung und wird deshalb mit allen Daten in Tabelle 10 wiedergegeben.

Der Durchmesser des Hofes ist erst von der 20. Minute an meßbar. Vorher besteht er nur in einer vom übrigen Feld kaum abgesetzten tropfenärmeren Zone. In der 120. Minute sind die Ausläufer des Kristalls über den Hof hinweg in das Tröpfchenfeld vorgestoßen und haben dort Anlaß zur Kontakteisbildung gegeben. Damit mußte der Versuch abgebrochen werden. Als letzte Aufnahme (Abb. 26 *d*) wurde 15 Minuten später noch ein anderes Gesichtsfeld zum Vergleich herangezogen, das einen Sektorenstern und eine Doppelnadel enthält. Die Daten unter D_K und D_H gelten in dieser Reihenfolge für diese beiden Kristalle. Die von den Kristallen zum Gefrieren gebrachten Tröpfchen in Abb. 26 *c* und *d* heben sich so deutlich von den flüssigen ab, daß ein Irrtum völlig ausgeschlossen ist.

Bei einem analogen Versuch, der die schon in Abschnitt G über Sonderformen unter 5 aufgeführten Kristalle lieferte, kamen die Abb. 25 *a* bis *e* zustande.

Der Versuch begann mit konstanter Spiegeltemperatur von — 25,0° C bei gleichzeitiger Zufuhr warmer Luft. Die Tropfendichte ist deshalb groß und begünstigt die Kontakteisbildung. Deutliche Höfe können sich infolge des Wasserdampfüberschusses nicht ausbilden, und es kommt stellenweise zur Vergraupelung der Kristalle. An den regelmäßigen

Tabelle 10. *Meßdaten eines Versuchs über die Koexistenz der flüssigen und festen Phase des Wassers* (Abb. 26)

d = Meßminute
t = zugehörige Temperatur [° C]
v = Kühlgeschwindigkeit [° C/min]
D = Durchmesser [μ] {Index K, des Kristalls / Index H, des Hofs
c = Wachstumsgeschwindigkeit [mm/min] {Index K, des Kristalls / Index H, des Hofs
M = Nummer der Mikroaufnahme

d	t	v	D_K	c_K	D_H	c_H	M
0.	— 37,6		50				26 a
		1,5		1,1			
2.	— 40,5		85				
		0,9		0,7			
6.	— 43,9		130				
		0,4		0,3			
20.	— 49,9		205		300		
		0,03		0,18		0,05	
40.	— 50,4		265		315		26 b
				0,16		0,05	
60.	— 50,5		320		330		
		< 0,01		0,05		0,04	
120.	— 51,0		370		370		26 c
135.	— 51,0		150 200	—	240 285	—	26 d

τ = 34,9° C $\quad$ e = 0,23 mmHg

Sternen sind in den Abb. 25 *b* bis *d* abgelagerte Tröpfchen mit Durchmessern bis etwa 20 μ zu erkennen, die den Sternen ein körniges Aussehen verleihen. Vermutlich liegt in der Oberflächenspannung der Tropfen die Ursache dafür, daß ihre Kugelgestalt auch beim Kontakt mit dem Kristall erhalten bleibt. Von der 6. Minute an kommt das gesamte Wachstum wegen der Vergraupelung zum Erliegen, und bis zur 20. Minute (Abb. 25 *d*) treten Veränderungen nur noch infolge der Ausbreitung des Kontakteises auf. Nach Abschalten der Kühlung in der 20. Minute steigt die Spiegeltemperatur rasch auf die Umgebungstemperatur t_k = — 18,7° C an, und auf der letzten Aufnahme der Serie (Abb. 25 *e*) in der 70. Minute sind deutlich die Verdampfung der Kristalle, aber auch die noch immer nicht gefrorenen Tröpfchen erkennbar.

D. Diskussion der Ergebnisse

1. Unterkühlte Tropfen

Alle Vorgänge, die Kontakt voraussetzen, sind hier nur bedingt von Interesse, da unter natürlichen Bedingungen die Tropfendistanz um mehrere Zehnerpotenzen höher liegt als bei den Spiegelversuchen. Obgleich Differenzen in den Fallgeschwindigkeiten die Wahrscheinlichkeit der Koagulation erhöhen, sind wir skeptisch, da RITTBERGER [24] auf Grund ausführlicher Messungen die Koexistenz von Wassertropfen und Eiskristallen eindeutig nachweisen konnte. Unterkühlungen bis unter — 40° C sind auch nur von theoretischer Bedeutung, da in der Natur die flüssige Phase dann nur in Extremfällen noch existieren wird. Dagegen scheint das sogenannte statistische Gefrieren den Normalfall darzustellen. Allerdings müssen wir dabei vom reinen Metall als Trägerfläche abgehen. Schon in [1] hatte sich gezeigt, daß verschiedene Metalle ganz wesentlich voneinander abweichende Ergebnisse liefern. Nach unseren jetzigen Ergebnissen können wir die damalige Aussage noch erweitern, indem wir feststellen, daß selbst ein und dasselbe Metall unter geänderten äußeren Bedingungen andere Werte liefern kann. Schließlich erwiesen sich die über reine Sublimation auf Metallspiegeln entstandenen Kristalle als nicht reproduzierbar. Im folgenden werden daher nur die auf dem mit Zaponlack überzogenen Silberspiegel durchgeführten Versuche diskutiert.

Auch hierbei kommt es immer wieder zur Kontaktvereisung, wobei so verschiedene Erscheinungen, wie in Abb. 3 *a* und *b* möglich sind. Große Tropfen gefrieren nach unseren Beobachtungen ohne sichtbare Veränderungen zu erfahren, während an kleinen Tropfen ein deutlicher Ansatz zur Hofbildung erkennbar wird und der ausgeprägte Wechsel der Lichtintensität die Vereisung anzeigt. Die erste Voraussetzung zur Hofbildung ist eine minimale Tropfendistanz, damit ein gefrierender Tropfen keine Kontaktvereisung einleiten kann. Zweite Voraussetzung ist eine genügende Kleinheit der Tropfen, damit diese verdampfen können, bevor sie vom Eis erfaßt werden.

Nach unseren Erfahrungen kann Hofbildung bis zu maximalen Tropfendurchmessern von 40 μ und Tropfendistanzen von minimal dem doppelten Tropfendurchmesser eintreten.

Da das Verdampfen durch die Differenz des Dampfdruckes über Wasser und Eis erzwungen wird und diese Differenz eine Funktion der Temperatur ist, hängt die Hofbildung damit von der Temperatur ab. Ist statt Kontakteis ein Kristall vorhanden, dann hängt der kritische Tropfendurchmesser auch von dessen Wachstumsgeschwindigkeit ab. Offenbar liegt z. B. in Abb. 8 der Tropfendurchmesser genau im kritischen Bereich, da in Abb. 8 *a* ein Sternarm den Hof eingeholt und nicht rechtzeitig verdampfte Tröpfchen zum Gefrieren gebracht hat, während der Hof 4 Min. später in Abb. 8 *b* wieder vollständig ist. In diesem Falle betrug die Wachstumsgeschwindigkeit des Kristalls 1,1 mm/h und der mittlere Tropfendurchmesser etwa 25 μ.

2. Kristalle

In unseren Versuchen nimmt jede über Kondensation erfolgende Eisbildung ihren Ausgang von einem gefrorenen Tröpfchen und wiederholt sich stets in derselben Form. Nach unserem Wissen ist diese Beobachtung neu und wurde erst durch diese spezielle Arbeitsmethode möglich. In dem durch Kondensation entstandenen Tröpfchenfeld bildet sich an irgendeiner Stelle ohne erkennbare Ursache plötzlich ein manchmal kaum mikroskopisch erkennbarer Eiskeim in Gestalt eines gefrorenen Tröpfchens, der die sogenannte sekundäre Eisbildung einleitet. Da das Gesichtsfeld des Mikroskops begrenzt und nicht vorauszusehen ist, wo die Keimbildung erfolgen wird, ist es nicht ganz einfach, die Kristallentwicklung von Anfang an zu verfolgen.

Abb. 6 *a* zeigt das Anfangsstadium für Igel, Abb. 7 *a* für einfache Sterne und Nadelkombinationen, Abb. 9 *a* für dendritische Sterne und Abb. 18 *a* für unregelmäßige Kristalle. Damit sind die fünf Kristallarten aufgeführt, die über die flüssige Phase entstehen. Daraus kann gefolgert werden, daß zur Entstehung dieser bestimmten Kristallarten primär Eiströpfchen vorhanden sein müssen, die nur durch statistisches Gefrieren zustande kommen können. In der Atmosphäre wird der Vorgang ganz ähnlich verlaufen, doch ist nach den Beobachtungen von Peppler [*21*], Frith [*27*] und Weickmann [*25*] zu erwarten, daß er schon bei höheren Temperaturen einsetzt.

Ein amorphes Eiswachstum, ähnlich der Schalenbildung beim Hagelkorn, konnte nie beobachtet werden.

Führt man unter sonst unveränderten Bedingungen mehrere Versuche hintereinander durch, dann bleibt die Taupunktstemperatur konstant, wenn das gleiche Luftvolumen benutzt wird. Damit konnte nachgewiesen werden, daß über dem Spiegel bei Kondensation keine nennenswerten Übersättigungen auftreten. Die reine Sublimation findet dagegen, wie schon erwähnt, nur bei Zufuhr von Warmluft statt und konnte in keinem Falle allein durch Kühlung erzielt werden.

Die Züchtung der Kristalle glückte nach folgendem Schema: ein Vorversuch liefert z. B. eine Taupunktstemperatur von $-45{,}2°$ C ($E_w = 0{,}08$ mm Hg). Dann wird beim darauffolgenden Versuch bis $-43°$ C ($E_w = 0{,}10$ mm Hg; $E_e = 0{,}07$ mm Hg) gekühlt und diese Temperatur konstant gehalten. Wird jetzt über den Spiegel Warmluft mit höherem Dampfdruck geleitet, so erscheinen bereits nach wenigen Sekunden erste Ansätze zur Kristallbildung. Diese experimentelle Erfahrung kann nach unseren bisherigen Versuchen so gedeutet werden, daß normal Eisübersättigung besteht. Die Zufuhr warmer Luft liefert 1. neue Kerne und trägt 2. zur Dampfdruckerhöhung bei. Welcher Vorgang primär der wichtigere ist, soll in weiteren Versuchsreihen geklärt werden. Gestützt wird die Aussage durch die mehrfach gemachte Beobachtung, daß, wie z. B. in den beiden aufeinanderfolgenden Abb. 20 *a* und *b*, nach der Sublimation noch Kondensation eintreten kann.

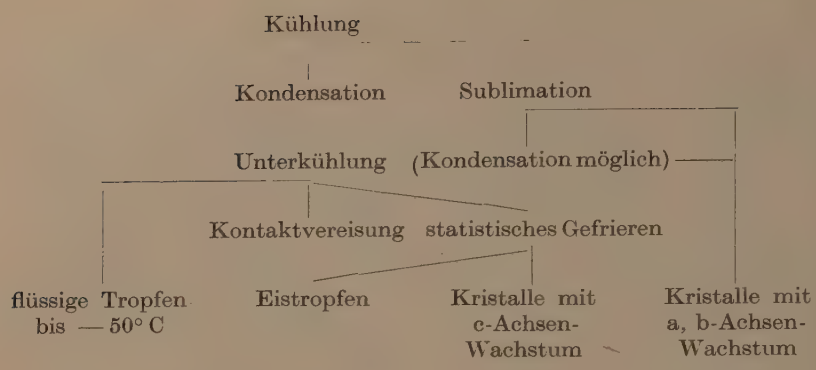
Es ist dennoch sinnvoll, in den Tabellen die Dampfdruckwerte e_e anzugeben. Die Rechnung zeigt nämlich, daß in unserem Arbeitsbereich von $-20°$ C bis $-40°$ C die Differenz $e_w - e_e$ maximal $\pm 17\%$ vom Absolutwert des Dampfdruckes ausmachen kann, so daß der Tabellenwert in jedem Falle zumindest noch einen Anhaltspunkt für die tatsächliche Feuchte in der Beobachtungskammer darstellt.

Aus theoretischen Abschätzungen nimmt man in der Kristallographie (z. B. Honigmann [*20*]) für Prismen- und Pyramidenflächen eine höhere Wachstumsgeschwindigkeit als für die Basisfläche an. Beim hexagonalen Kristallsystem benutzt man in der Regel das Sechseck als Basis für das rechtwinklige Koordinatensystem a, b, c. Obwohl für alle Flächen die gleiche Wachstumsmöglichkeit besteht, wird sie in den Fällen hoher Feuchte demnach von der c-Achse bevorzugt ausgenutzt. Bei niedrigem Feuchteangebot wird, wie auch Paulcke [*14*] feststellt, im allgemeinen das a, b-Achsenwachstum dominieren. Da durch Kondensation anfallendes flüssiges Wasser in unmittelbarer Spiegelnähe die relative Feuchte wesentlich erhöht, werden wir nach der Theorie bei Kondensation c-Achsen-Wachstum, bei Sublimation a, b-Achsen-Wachstum zu erwarten haben.

In Abschnitt B. 1 wurde schon auf die Unterschiede des Kristallhabitus hingewiesen, die aus der Entstehungsart resultieren. Unsere Igel und die aus Kondensation hervorgehenden Nadeln sind ohne Schwierigkeit als c-Achsen-Wachstum zu deuten. Unsere einfachen Sterne z. B. der Abb. 7 *e* sind dann auf Grund ihrer Entstehung bei hoher Feuchte eine hexagonale Anordnung von einzelnen Prismen mit c-Achsen-Wachstum und die stets mit ihnen zusammen auftretenden Nadelkombinationen z. B. der Abb. 7 *c* keine unregelmäßigen Sternformen, sondern Prismen mit nicht hexagonaler Winkelanordnung. C-Achsen-Wachstum findet sich dann lediglich noch bei den seltenen Säulen der Abb. 13, 14 und 15 und bei kräftiger Warmluftzufuhr, die hier offenbar den Mangel an kondensierbarem Wasser zu kompensieren vermag. Das c-Achsen-Wachstum scheint nur bei Igeln, einfachen Sternen und Nadelkombinationen parallel der Spiegelebene möglich zu sein. Die übrigen Kristallformen entstehen primär durch Sublimation und wachsen daher, der Theorie folgend, überwiegend in der jetzt der Spiegelebene parallelen a-, b-Ebene, so daß diese Kristalle wegen des gehemmten c-Achsen-Wachstums zu Beginn des Versuchs überaus dünn und feingliedrig erscheinen. Meist sorgt allerdings der Warmluftstrom schon nach wenigen Minuten dafür, daß die Kristalle, in besonderem Maße die Nadeln, allmählich ein kompakteres Aussehen annehmen.

Einen noch nicht geklärten Sonderfall stellen die Dendritformen dar, die bei hoher Feuchte ein ausgesprochenes, rasches a, b-Achsen-Wachstum zeigen.

Ähnlich wie für den reinen Silberspiegel haben wir für den mit Zaponlack überzogenen Silberspiegel ein Schema entworfen, das qualitativ alle beobachteten und beschriebenen Vorgänge in ihrer Reihenfolge bis zum Endprodukt wiedergibt.



Aus dem bisherigen folgt:

Kühlgeschwindigkeit und, in Übereinstimmung mit Diem [3], Umgebungstemperatur t_k haben keinen Einfluß auf die Entstehung der Eisphase. Um eine Kristallbildung einzuleiten, hat die Spiegeltemperatur in einem Bereich von — 14° C bis — 45° C zu liegen. Jedes für eine bestimmte Kristallform gültige Temperaturintervall umfaßt einen Teil dieses Bereiches. Für regelmäßige Formen liegt die obere Grenze der Temperatur des Wachstumsbeginns bei — 18° C. Eine weitere Temperaturabhängigkeit besteht in der mit abnehmender Temperatur zunehmenden Zahl der Kristalle pro Flächeneinheit. Dieser Effekt läßt sich aus der Zunahme der mit sinkender Temperatur wirksam werdenden Kerne erklären.

Auch für den Dampfdruck findet man keine einfachen Beziehungen zum Kristallwachstum. Nur das Achsenwachstum der verschiedenen Kristallformen weist eine deutliche, echte Feuchteabhängigkeit auf. Der maximale Dampfdruck, bei dem das Wachsen von Kristallen gerade noch auftritt, beträgt 1,9 mm Hg und entspricht damit einer Taupunktstemperatur von — 11,5° C. Dieser Wert stimmt so überraschend gut mit der — 12° C-Grenze nach Peppler [21] und dem Maximum der von aufm Kampe und Weickmann [11] gezeichneten Differenzkurve der Dampfdruckwerte über Wasser und über Eis überein, daß ihm vermutlich eine grundlegende Bedeutung zukommt. Die theoretische Deutung dieser Beobachtung, die unter so grundlegend verschiedenen Bedingungen gemacht wurde, ist nach unserem Wissen heute noch nicht möglich, da keine Ursache bekannt ist, wonach das Wachstum von Eiskristallen an einen maximalen Dampfdruck von 1,9 mm Hg bzw. eine Taupunktstemperatur von — 11,5° C gebunden sein soll. Der niedrigste, in unserer Beobachtungskammer erreichte Dampfdruck von 0,08 mm Hg gibt nur die Leistungsgrenze der Apparatur und stellt damit also keinen Schwellenwert dar.

Eine untere Grenze für die Kondensation konnte nicht ermittelt werden; unsere Versuche haben gezeigt, daß selbst bei Temperaturen unter — 40° C der Kondensationsvorgang eingeleitet werden kann. Dagegen finden wir eine obere Grenze für die Sublimation bei etwa — 20° C. Damit stehen wir in guter Übereinstimmung mit Diem [3], der bei seinen

Versuchen für reine Metallspiegel diese Grenze zwischen — 24° C und — 26° C fand.

In ganz wenigen Fällen wächst auf der Spiegeloberfläche bei einem Versuch nur eine einzige Kristallart. Da sich zeitliche Unterschiede des Erscheinens weiterer Arten stets durch Unterschiede in der Wachstumsgeschwindigkeit erklären lassen, kann für die Verschiedenheit der unter gleichen Bedingungen entstehenden Kristalle nur ihre Frühform, d. h. letzten Endes der Kern verantwortlich gemacht werden. Auch hier machen die Dendritformen eine Ausnahme, da sie zusätzlich zu allen Kristalltypen auftreten können.

3. Koexistenz der festen und flüssigen Phase

Über den Wirkungsgrad der Theorie der Niederschlagsbildung nach Bergeron [*22*] herrscht noch immer weitgehend Unklarheit. Da eine ganze Reihe zuverlässiger Angaben über das gleichzeitige Vorhandensein flüssiger und fester Teilchen in Wolken vorliegt (u. a. Dessens [*23*], Rittberger [*24*]), konnten von Laboratoriumsversuchen in dieser Richtung wertvolle Aufschlüsse erhofft werden. Zunächst zeigt z. B. Abb. 25 *d* eine bestimmte Art der Kontakteisbildung, die auch in der Wolke angetroffen wird, wie es Aufnahmen aufgefangener Kristalle beweisen (Nakaya [*8*], Weickmann [*25*]). Es handelt sich um das Angefrieren von Tröpfchen am Kristall, d. h. das Anfangsstadium der Graupelbildung. Gleichzeitig erkennt man in den anderen Aufnahmen der Serie, in welch geringem Umfang eine Hofbildung, also ein Verdampfen der nächstliegenden Tröpfchen stattfindet.

Rückschlüsse auf die Atmosphäre sind deshalb nicht möglich, weil die Vergraupelung dort primär durch die verschiedenen Fallgeschwindigkeiten bedingt ist. Die dabei auftretenden dynamischen und elektrostatischen Vorgänge sind heute noch nicht soweit geklärt, daß eine quantitative Abschätzung möglich wäre.

Wegen der auch nach zwei Stunden kaum störenden, sehr geringfügigen Kontakteisbildung stellt der Versuch, von dem die Abb. 26 *a* bis *d* stammen, einen Idealfall dar. Obgleich die Tröpfchen in der unmittelbaren Nachbarschaft des Kristalls zusehends an Volumen verlieren und schließlich völlig verdampfen, ist aus Tabelle 10 zu entnehmen, daß der Hofdurchmesser zu keinem Zeitpunkt auch nur das Doppelte des Kristalldurchmessers erreicht. Bei den Langzeitversuchen können wir damit zwei grundsätzlich verschiedene Typen unterscheiden:

1. (Abb. 25): Im Falle hoher Feuchte ($e = 0{,}60$ mm Hg) bildet sich ein Hof um den Kristall nur in ganz geringem Umfang aus. Der betreffende Kristall lagert Tröpfchen an und vergraupelt damit. Auf Grund unserer Aufnahmen läßt sich der Mechanismus dieses Vorgangs nicht genau erkennen, doch ist anzunehmen, daß die Tröpfchen von dem nach allen Seiten wachsenden Kristall erfaßt und zum Gefrieren gebracht werden, wobei ihre Oberflächenspannung für den Bestand der Kugelform sorgt. In der Atmosphäre wird sich ein solcher Prozeß demnach bei ganz extrem hohem Wassergehalt ausbilden können, d. h. auf den Cumulonimbus

beschränkt bleiben. Für die Koagulationsstatistik können aus unseren zweidimensionalen Versuchen naturgemäß keine Aussagen hergeleitet werden.

2. (Abb. 26): Im Falle niedriger Feuchte ($e = 0{,}23$ mm Hg) entsteht um den Kristall ein deutlicher Hof, dessen Durchmesser (s. Tabelle 10) indessen mit der Zeit sogar abnimmt und niemals den doppelten Kristalldurchmesser erreicht oder überschreitet.

Damit ist von vornherein für Fälle, in denen die Tropfendurchmesser mit 10 bis 30 μ genau der Größe der Wolkenelemente entsprechen, der Einflußbereich des Kristalls abgesteckt. Grundsätzlich muß man natürlich mit den in Abschnitt 1 dieses Kapitels aufgeführten schwer voneinander zu trennenden Abhängigkeiten rechnen, die quantitativ aus unseren Versuchen nicht abzuleiten sind. Wir können jedoch eine brauchbare obere Grenze für den Bereich festlegen, in dem ein Kristall auf Tröpfchen seiner Umgebung noch eine Wirkung ausüben kann: die größten Höfe werden bei kleinsten Tröpfchen beobachtet und erreichen Durchmesser bis zu vierfachem Kristalldurchmesser. Schon in [*1*] wurde aber durch eine Überschlagsrechnung ermittelt, daß selbst bei einem extrem hohen Wassergehalt von 5 g/m³ in der Wolke die mittlere Tropfendistanz mindestens gleich dem 50fachen Tropfen- oder hier Kristalldurchmesser sein muß.

Damit gelangen wir wie schon in [*1*] zu dem Schluß, daß der Bergeron-Mechanismus nicht im entferntesten die ihm zugesprochene Bedeutung für die Niederschlagsbildung erlangen kann. Beobachtungen und Messungen in der freien Atmosphäre führen Rittberger [*24*] zu genau demselben Resultat und bestätigen unsere aus dem Experiment gefolgerte Aussage.

Literatur

1. Schulz, W.: Untersuchung zur Frage der Entstehung der Eisphase aus unterkühlten Wassertropfen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 64 (1959).
2. McDonald, J. E.: Homogeneous Nucleation of Supercooled Waterdrops. J. Met. **10**, 416 (1953)
3. Diem, M.: Messung der Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Taupunktes. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 436 (1950).
4. Yosida, Z.: Fensterreifkristalle auf reinen Glasoberflächen. (Deutsche Übersetzung.) Mitt. dtsch. Akad. Luftfahrtforsch. **2**, Heft 1, 147 (1943).
5. Mason, B. J.: The Spontaneous Crystallization of Supercooled Water. Quart. J. Roy. Met. Soc. **78**, 22 (1952).
6. Weickmann, H. K.: A Theory of the Formation of Ice Crystals. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **4**, 309 (1951).
7. Rau, W : Gefriervorgänge des Wassers bei tiefen Temperaturen. Schr. dtsch. Akad. Luftfahrtforsch. **8**, Heft 2 (1944).
8. Nakaya, U.: Snow Crystals, Natural and Artificial. Cambridge: Harvard University Press. 1954.
9. Dobrowolski, A.: La Neige et le Givre. Résultats du Voyage du S. Y. Belgica en 1897—99. Rapport scientifique (1904).
10. Baschkirowa, G. M., und T. A. Perschina: Einige Beobachtungsdaten über Formen von Schneeflocken. Trudy G. G. O. **57** (119), 19 (1956).

11. AUFM KAMPE, H. J., H. K. WEICKMANN and J. J. KELLY: The Influence of Temperature on the Shape of Ice Crystals Growing at Water Saturation. J. Met. **8**, 168 (1951).
12. WEICKMANN, H.: Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone Nr. 6 (1949).
13. BENTLEY, W. A.: Studies among the Snow Crystals during the Winter of 1901—0,2 with Additional Data Collected during Previous Winters and Twenty-two Half-tone Plates. Ann. Summary Monthly Weather Rev. 1902.
14. PAULCKE, W.: Praktische Schnee- und Lawinenkunde. Berlin, 1938.
15. VOLMER, M.: Kinetik der Phasenbildung. Leipzig, 1939.
16. WALL, E.: Einfaches Schema der atmosphärischen Eiskeimbildung. Met. Z. **59**, 177 (1942).
17. AUFM KAMPE, H. J.: Das Wetter und seine Ursachen. Darmstadt, 1951.
18. NAKAYA, U., Y. TODA und S. MARUYAMA: Weitere Versuche zur künstlichen Herstellung von Schneekristallen. (Deutsche Übersetzung.) Mitt. dtsch. Akad. Luftfahrtforsch. **2**, Heft 1, 71 (1943).
19. SCHMIDT, W., und E. BAIER: Lehrbuch der Mineralogie. Basel und Stuttgart, 1955.
20. HONIGMANN, B.: Gleichgewichts- und Wachstumsformen von Kristallen. Fortschr. phys. Chem. **4** (1958).
21. PEPPLER, W.: Unterkühlte Wasserwolken und Eiswolken. Forsch. u. Erfahr. Ber. Reichsamt Wetterdienst B, Nr. 1 (1940).
22. BERGERON, T.: On the Physics of Cloud and Precipitation. Mémoire prés. à l'Association de Météorologie de L'U. G. G. I., Lissabon, 1933.
23. DESSENS, H.: Sur l'apparition des particules glacées dans les cumulus. Bull. Obs. Puy de Dôme, Ser. 2, Nr. 1 (1953).
24. RITTBERGER, W.: Zur Struktur der Wolken. Dissertation T. H. Karlsruhe, 1959.
25. WEICKMANN, H.: The Snow Crystal as Aerological Sonde. Artificial Stimulation of Rain. London, 1957.
26. DIEM, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen. Ann. Hydr. **70**, 142 (1942); Met. Rdsch. **1**, 261 (1948).
27. FRITH, R.: Artificial Nucleation of Clouds. Met. Mag. **79**, 5 (1950).

Buchbesprechungen

General Meteorology. Von H. R. Byers. Dritte Auflage. Mit zahlreichen Textabb., X, 540 S. New-York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1959. 74s.

Das bekannte Lehrbuch der allgemeinen Meteorologie von H. R. Byers liegt nun in einer gründlichen Neubearbeitung und mit einem durch die in den letzten Jahren erzielten Fortschritte der meteorologischen Wissenschaften wesentlich erweiterten Inhalt vor. Es wird in sehr leicht verständlicher Darstellungsweise und durch seinen inhaltlich straffen Aufbau wieder der neuen Generation von heranwachsenden Meteorologen eine gediegene Grundlage ihrer Wissenschaft vermitteln, aber auch den in der Praxis der meteorologischen Dienste arbeitenden Fachleuten wie auch Interessenten aus verwandten und benachbarten Wissenszweigen sehr dienlich sein. Der Aufwand an mathematischen Hilfsmitteln bei den Ableitungen stellt keine großen Anforderungen. Der Inhalt ist auf den neuesten Stand der Forschung gebracht und umfaßt im besonderen auch die modernen Probleme der Meteorologie.

Nach einer Darstellung der astronomisch und geographisch bedingten Gegebenheiten der Sonnenstrahlung, der zeitlichen und regionalen Änderungen der Strahlung, ihrer physikalischen Qualitäten und ihrer Auswirkungen in der Erdatmosphäre, wie auch der Vorgänge der langwelligen Strahlungsströme und der gesamten Strahlungsbilanz bzw. des Wärmehaushaltes werden die Ursachen und Tatsachen der Temperaturverteilung auf der Erde und in den verschiedenen Schichten der Lufthülle besprochen. Weitere Abschnitte bringen ausführliche Schilderungen der meteorologischen Beobachtungsmethoden und Instrumente unter Berücksichtigung der neuesten Entwicklungen und ihrer Verwendung an Bodenstationen und in der freien Atmosphäre, eine Beschreibung der verschiedenen Wolkenformen und eine Zusammenstellung der Definitionen von Hydrometeoren, Lithometeoren, Photometeoren und Elektrometeoren.

Als Grundlage für das Verständnis der Energieumwandlungen in der Atmosphäre und ihrer Auswirkungen in Bewegungsvorgängen und in Kondensationsprozessen werden dann die Grundgesetze der Thermodynamik trokkener und feuchter Luft und der Statik der Atmosphäre sowie die dafür verwendeten verschiedenen thermodynamischen Maßzahlen und Diagramme ausführlich behandelt. Anschließend folgt eine Darstellung der Ableitung der horizontalen Strömungen im Gleichgewicht der wirkenden Kräfte aus dem Druckfeld und aus Topographien unter Berücksichtigung der Erdrotation und der Anwendung von Charakteristiken der Flüssigkeitsströmung wie Vorticity, Strömungsfunktionen, Geschwindigkeitspotential, Zirkulation, Eulersche Bewegungsgleichungen, Kontinuitätsgleichung u. dgl. auf die Atmosphäre. Un-

ter Berücksichtigung der thermischen und dynamischen Gesetze und Gegebenheiten und auf der Grundlage der Beobachtungsergebnisse wird dann ein Bild von den Grundzügen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und ihrer besonderen Erscheinungsformen und Auswirkungen entworfen. Die weiteren Abschnitte behandeln die vertikale Struktur von Zyklonen und Antizyklonen, die Fraten, die Entwicklung von Zyklonen, die Luftmassen, ihre Entstehung und Struktur und die Grundlagen und Methoden der synoptischen Analyse.

Der Widerspruch zwischen der scheinbaren Gleichförmigkeit der täglichen Wetterkarten der Tropengebiete und der bereits durch schwache Konvergenzen und Störungen ausgelösten sehr starken meteorologischen Aktivität in diesen Gebieten ließ eine gesonderte Darstellung der speziellen Probleme der Meteorologie der Tropen angezeigt erscheinen, wobei besonders die äquatoriale und die monsunale Konvergenzzone und die tropischen Zyklonen in Betracht gezogen werden. Auch die Grundlagen und Methoden der numerischen Wettervorhersage werden entwickelt. Sehr klar werden die Prozesse der Kondensation und Niederschlagsbildung bis zu den Grundlagen der künstlichen Niederschlagsauslösung sowie die allgemein luftelektrischen Verhältnisse und im besonderen auch die Struktur und Dynamik der Gewitter erläutert. Ferner wird die Klassifikation der Nebelarten, die räumliche und zeitliche Verteilung der Nebelvorkommen vor allem in Nordamerika aber auch in anderen Nebelgebieten der Erde und die Nebelvorhersage besprochen und abschließend wird eine kurze Übersicht über Turbulenzprobleme gegeben.

F. Steinhauser, Wien.

Glossary of Meteorology. Herausgegeben von Ralph E. Huschke. VIII, 638 S. Boston: American Meteorological Society. 1959. $ 12.—.

Im Laufe der letzten Jahrzehnte ist in der Meteorologie und ihren Zweigwissenschaften eine große Menge neuer Fachausdrücke entwickelt worden; es wird daher wohl von allen Seiten begrüßt werden, daß Ende 1959 das von der American Meteorological Society herausgegebene „Glossary of Meteorology" erschienen ist, an dem unter der Oberleitung von R. E. Huschke seit 1952 etwa 50 Mitarbeiter und Helfer gearbeitet haben. Das umfangreiche und gewiß überall hochwillkommene Werk ist in englischer Sprache geschrieben, und zwar vorwiegend in der Wortwahl und der Orthographie der amerikanischen Meteorologie, wenn auch der englische Meteorologe C. E. P. Brooks unter den wichtigsten Mitarbeitern figuriert. Jedes der über 7200 Stichwörter ist von mindestens drei Bearbeitern geprüft worden. Damit haben wir in diesem Werk unzweifelhaft ein außerordentlich sorgfältig vorbereitetes und sehr zuverlässiges Wörterbuch vor uns.

Wie durchaus verständlich, sind vor allem die Fachausdrücke der synoptischen und der dynamischen Meteorologie im Übergewicht und besonders eingehend erläutert; doch auch Grenzgebiete wie Klimatologie, Bioklimatologie, Agrarmeteorologie und Instrumentenlehre, aber auch Nachbargebiete wie Geophysik, Ozeanographie und Astrophysik sind in genügendem Maße berücksichtigt. Die Bearbeitung der einzelnen Stichworte ist sehr sorgfältig; die Tatsache, daß beim Frigorimeter die seit 30 Jahren zu Gunsten von 36,5° C verlassene Referenztemperatur von 33° C angegeben ist, besagt nichts Gegenteiliges, ebensowenig wie die stellenweise etwas unrichtige Orthographie europäischer Forschernamen. Eher ist verwunderlich, daß bei der sonst eingehenden Behandlung der Fachausdrücke der Strahlungsforschung die im Englischen stark gebrauchten Ausdrücke wie radiation balance

oder net radiation, deren Begriff nicht ohne weiteres selbstverständlich ist, in dem Glossary nicht zu finden sind. Doch vermögen solche kleinen Schönheitsfehler den großen Wert des ganzen sehr inhaltsreichen Wörterbuchs nicht zu beeinträchtigen. W. Mörikofer, Davos.

Recent Advances in Atmospheric Electricity. Herausgegeben von L. G. Smith. Mit zahlreichen Textabb., XV, 631 S. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1958. £ 6 net.

Zu den Zweigen der geophysikalischen Wissenschaft, denen im besonderen auch von Seiten der Praxis und Technik in letzter Zeit immer mehr Interesse entgegengebracht wurde und die deshalb mit zunehmender Intensität bearbeitet werden, gehört unzweifelhaft auch die Luftelektrizität. Es ist klar, daß zur Koordinierung und Intensivierung dieser Arbeit wissenschaftliche Tagungen und Aussprachen zwischen den daran besonders interessierten Forschern viel beitragen können. Deshalb muß es sehr begrüßt werden, daß vom 20. bis 23. Mai 1958 in Portsmouth, New Hampshire, vier Jahre nach einer ersten ähnlichen Tagung wieder eine Konferenz über Luftelektrizität abgehalten werden konnte. Besonders wertvoll ist es aber auch, daß die dort gehaltenen Vorträge zugleich mit den anschließenden Diskussionen in dem vorliegenden Buch nun allgemein zugänglich gemacht werden. Inhaltlich werden die Beiträge in drei Gruppen zusammengefaßt, die die Schönwetterelektrizität, die Gewitterelektrizität und die Blitzentladungen betreffen.

Zum ersten Abschnitt werden mitgeteilt: neue Beobachtungen über die Ionisation nahe der Erdoberfläche und ihre Beeinflussung durch die künstliche Radioaktivität, eine zusammenfassende Betrachtung über den universellen Tagesgang des Potentialgradienten und des Luft-Erdstroms, Beobachtungsergebnisse über die Erzeugung sehr kleiner meist ungeladener Kerne ($< 10^{-7}$ cm) bei elektrischen Punktentladungen, Flugzeugbeobachtungen über die räumliche und Höhenverteilung sowie die zeitliche Veränderlichkeit der elektrischen Leitfähigkeit und der Konzentration von Kernen über dem Atlantischen Ozean, über die Existenz einer Austausch-Grundschicht bis 1800 m Höhe auf dem Ozean und über die Modifizierung von Kernen kontinentalen Ursprungs über dem Meer, Bestimmungen der Diffusionskoeffizienten von geladenen und ungeladenen Kernen, Messungen des Potentialgradienten, der Leitfähigkeit, der Raumladungsdichte, der Leitungsstromdichte und der Kernzahl von 15 m bis 6 km Höhe an mehreren Stellen zwischen Grönland und Key West, woraus ein weltweiter Schönwettergesamtstrom von hohen Atmosphärenschichten zur Erde von 1400 A abgeleitet wird, Meßtechnik und Ergebnisse von Radiosondenmessungen des elektrischen Potentialgradienten und der Leitfähigkeit in Indien und Japan, Beobachtungen über den Einfluß der künstlichen Radioaktivität auf den Potentialgradienten, Flugzeugmessungen der Höhenabhängigkeit des Verhältnisses der negativen zur positiven Leitfähigkeit, Untersuchungen zum Antennenproblem bei Messungen des Luft-Erdstromes, Beobachtungsergebnisse über die luftelektrische Unruhe, lokale Anomalien des Tagesganges des luftelektrischen Feldes unter dem Großstadteinfluß von Tokyo und ihre Diskussion auf Grund des Ionisationsgleichgewichtsprozesses und der Austauschvorgänge, Ergebnisse von Untersuchungen des Nitrat- und Nitrit-Ionengehaltes der Niederschläge in zwei verschiedenen Höhen und ihre mögliche Abhängigkeit von luftelektrischen Vorgängen, Darlegungen über die Aufgaben und Erfordernisse synoptisch-luftelektrischer Untersuchungen mit Erläuterungen

an Beispielen, Untersuchungen über auf dem Wassereinfluß beruhende Beziehungen zwischen luftelektrischen Erscheinungen bei der Nebelbildung, dem Sonnenaufgangseffekt und der Erzeugung von elektrischen Ladungen bei der Verdunstung und Kondensation von Wasser und Beobachtungen über Reaktionen zwischen Klein-Ionen und Wolkentropfen bzw. Aitken-Kernen.

Die zum Problem-Komplex der Gewitterelektrizität gehaltenen Vorträge betreffen: Flugzeugbeobachtungen über die Horizontalkomponente des Potentialgradienten und über den Aufbau des elektrischen Feldes in und um in Entwicklung begriffene Passatwolken und extratropische Cumuluswolken und ihre Beziehungen zur Niederschlagsstruktur der Wolken, von 8 Bodenstationen aus durchgeführte gleichzeitige Beobachtungen des elektrischen Feldes der Gewitter in Japan und ein daraus abgeleitetes Modell der elektrischen Struktur der Gewitter, den Einfluß des Windes auf Korona-Punktentladungen und die Anwendung auf Radiosondenmessungen in Gewitterwolken, japanische Beobachtungen über die Verteilung plötzlicher Änderungen des elektrischen Feldes durch Blitzentladungen, Beobachtungen über Änderungen des elektrischen Feldes am Boden nach Blitzentladungen in Florida, Untersuchungen der Elektrizität von Nimbostratuswolken bei Schnee und bei Regen, Versuche zur Beeinflussung der Elektrifizierung bei Cumuluswolken durch Zufuhr von Raumladungen in der unteren Atmosphäre, den Beginn der Elektrifizierung in Gewittern im Zusammenhang mit der Konvektion und vor dem Einsetzen der Niederschlagsbildung, die aus Flugzeugbeobachtungen von Temperatur, Feuchtigkeit und Wassergehalt abgeleitete Zirkulation in Cumuluswolken, den Einfluß von künstlichen und natürlichen Gefrierkernen auf die Elektrifizierung von Konvektionswolken und auf die Niederschlagsbildung, Laboratoriumsuntersuchungen über die Ladungstrennung bei Berührung von Eis verschiedener Temperatur und von reinem Eis mit verunreinigtem Eis, die Messung der Ladungserzeugung bei Eisanlagerung (Vergraupelung) in natürlichen unterkühlten Wolken, Untersuchungen über die Elektrifizierung und über besondere elektrische Erscheinungen in sehr kräftigen und sehr hochreichenden Gewittern mit Tornados und einen Apparat zur Vorhersage einer Blitzgefahr.

In der dritten Vortragsreihe, die Probleme der Blitzentladungen behandelte, wurde u. a. berichtet über Radarechos von Blitzen und Sferics im Vertikalschnitt durch ein einzelnes Gewitter, Blitzentladungen in Gewittern auf der Erde und ähnliche Erscheinungen auf variablen Sternen und in extragalaktischen Nebeln, das Verhalten freier Elektronen in der unteren Atmosphäre, Untersuchungen der Charakteristiken des Blitzentladungskanals und damit zusammenhängende Atmospherics, Feldänderungen und Änderungen der Helligkeit bei Blitzschlägen, eine kombinierte Analyse von photographischen Tageslichtaufnahmen der Blitzbahnen und gleichzeitigen oszillographischen Registrierungen, Ergebnisse oszillographischer Aufnahmen mehrfacher Entladungen in Blitzkanälen, die Feststellung von Blitzentladungen in starken Gewitterzellen auf Grund eines neuen Atmospheric-Typs mit Anwendung auf Tornado-Warnungen, Ergebnisse der Untersuchung der Strahlung von verschiedenen Blitzentladungsformen im Frequenzbereich von 3 bis 12 kHz, die Beziehung der Atmospherics zu verschiedenen Wettererscheinungen in Japan und die jahreszeitlichen Änderungen der Verteilung der Sfericquellen im fernen Osten, den Mechanismus der Blitzentladung und seine Beziehung zur Atmospheric-Strahlung, eine Methode zur Lokalisierung naher Blitzentladungen im Umkreis von weniger als 100 Meilen auf Grund von Sferics-Beobachtungen, eine quantitative Erklärung der Beziehung des Tagesgangs der Sferics sehr

niedriger Frequenzen (30 bis 120 Hz) zur Weltgewittertätigkeit, Untersuchungen der Schwankungen des vertikalen elektrischen Feldes im Frequenzbereich von 1 bis 500 Hz und über die Art der Whistlers erzeugenden Blitzentladungen.

Wie die vorstehende Übersicht zeigt, hat das Symposium außerordentlich viele und neue Beiträge zur Erforschung der luftelektrischen Phänomene gebracht. Daß uns diese durch das rasche Erscheinen des vorliegenden Buches so bald zugänglich gemacht worden sind, erhöht den Wert dieses inhaltsreichen und für jeden an luftelektrischen Forschungen Interessierten sehr bedeutungsvollen Werkes beträchtlich. F. Steinhauser, Wien.

Radar Meteorology. Von L. J. Battan. Mit zahlreichen Textabb., XI, 161 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1959. $ 6.00.

Der Autor will eine Übersicht über die Fortschritte der Radarmeteorologie geben und den Meteorologen, die nicht selbst mit der Radartechnik beschäftigt sind, ein besseres Verständnis für diese neue Beobachtungs- und Forschungsmethode sowie eine Einsicht in ihre Leistungsfähigkeit vermitteln. Es ist zu hoffen, daß das Buch damit nicht nur der Anwendung der Radarmeteorologie im praktischen Wetterdienst dienen sondern auch zur Verarbeitung des im täglichen Routinedienst gewonnenen Beobachtungsmaterials anregen wird, um dieses neben ihrer Verwertung im täglichen Wetterdienst auch wissenschaftlich mehr auszunutzen.

Nach einer Einführung in das Prinzip der Radarmethode und einer Übersicht über die Grundtatsachen elektromagnetischer Felder und über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen sowie über ihre Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren werden Gleichungen für die Reflexion der Radarwellen durch kugelförmige Eisteilchen oder Wassertropfen und durch schmelzende kugelförmige und nicht kugelförmige Eisteilchen abgeleitet, die die Grundlage für die Identifizierung dieser Gebilde durch Radarbeobachtungen bilden. Ferner werden Formeln zur Berechnung der Schwächung der Radiowellen durch Absorption und Streuung an den Gasen der Luft, an Wolken- und an Niederschlagsteilchen und diesbezügliche Beobachtungsergebnisse mitgeteilt.

Die Abhängigkeit der Rückstreuung der Radarstrahlen von der Regenintensität gibt eine Möglichkeit zur quantitativen Messung der Niederschläge, wozu theoretische Formeln und experimentelle Beobachtungsdaten von Vergleichen der berechneten und mit Radar beobachteten Werte der Niederschlagsintensität sowie die dazu verwendeten Bestimmungsmethoden angeführt werden. Es wird ferner über die Beobachtungen der Verzerrung der Form der Echos durch die begrenzte Impulslänge und Strahlbreite des Radars und über die dadurch bedingte Abweichung der Form der wirklichen Niederschlagsgebiete von den beobachteten Echogebieten berichtet.

Von den Anwendungen des Radars auf hydrologische Probleme und in der Wolkenphysik werden im einzelnen unter Beibringung von Beobachtungsergebnissen behandelt: die Erfassung der Niederschlagsmengen eines Flußeinzugsgebietes als Grundlage für Abfluß- oder Hochwasservorhersagen, Feststellung der Art und Entwicklung der Niederschlagsbildung in Konvektionswolken, des Verlaufes des Höhenwachstums dieser Wolken, der Breitenerstreckung und der Dauer ihrer Echos, die Möglichkeit der Feststellung von Hagel in Gewitterwolken, die Aufnahme der Struktur von Dauerniederschlägen und ihrer räumlichen Verteilung, das Auftreten und die

Deutung von Schneestreifen und einer schichtförmigen Anordnung von Ursprungszellen der Niederschlagsstreifen in den Echoaufnahmen und schließlich die Anwendung von Radaraufnahmen zur Feststellung der Wirksamkeit der künstlichen Niederschlagsbildung durch Wolkenimpfung mit Silberjodid. Ferner werden Ergebnisse der Anwendung von Radarbeobachtungen zum Studium der Entwicklung, Höhenerstreckung und Bewegung der Gewitter, Böenlinien und Tornados, ihrer zeitlichen Änderung und der damit verbundenen Niederschlagsverteilung, der Niederschlagsverteilung in Hurricans, an Fronten und in Zyklonen und der Radarbeobachtungen vom Flugzeug aus mitgeteilt. Es wird auch über Beobachtungen von Radarechos berichtet, die nicht von Niederschlagsprodukten herrühren, sondern durch Vogelzüge, durch scharfe Gradienten des Brechungskoeffizienten verursacht werden („Engel"-Echos), als Vorläufer von Niederschlagsechos der Cumuluswolken auftreten („Mantel"-Echo), die Form von rasch expandierenden Ringen aufweisen, von Seewindfronten verursacht werden u. a.

Der Wert dieser bedeutungsvollen Neuerscheinung liegt nicht nur darin, daß das Buch den Leser mit den Methoden der Radarmeteorologie und mit ihrer Leistungsfähigkeit vertraut macht, sondern vor allem auch darin, daß hier eine erste zusammenfassende Darstellung der bisherigen reichhaltigen Ergebnisse von mit Radarmethoden gewonnenen meteorologischen Beobachtungstatsachen gegeben wird. Deshalb kommt dem Buch eine besondere Bedeutung zu. F. Steinhauser, Wien.

Advances in Space Science. Herausgegeben von F. I. Ordway. Vol. 1. Mit zahlreichen Textabb., IX, 412 S. New York und London: Academic Press. 1959. $ 12.00.

Mit der modernen Weltraumforschung ist ein neues Wissensgebiet aktiviert worden, das in der Art der technischen Forschungsmethoden ganz neue Wege gehen muß und auch in ihren Ergebnissen viel Neuartiges zu liefern verspricht und zum Teil bereits auch geliefert hat. Das Neuartige liegt vor allem darin, daß es nun möglich geworden ist, Beobachtungsinstrumente verschiedenster Art über die höchsten Luftschichten hinaus in den Weltraum zu tragen und dort auch lange Zeit in Betrieb zu halten und daß diese Instrumente Beobachtungswerte und sogar Bildaufnahmen zur Erde übermitteln können. Dadurch konnten die wissenschaftlichen Erkenntnisse der höchsten Atmosphärenschichten und des die Erde umgebenden Weltraums in verschiedener Hinsicht bereits wesentlich erweitert werden und es sind noch weitere sehr bedeutungsvolle neue Erkenntnisse zu erwarten, die im besonderen auch den Geophysiker und Meteorologen interessieren müssen. Daneben kommt aber auch der Erkundung der weiteren Forschungsmöglichkeiten, die im besonderen auch den direkten Einsatz von menschlichen Beobachtern im Weltraum zum Ziel haben, eine wesentliche Bedeutung zu. Im Hinblick auf die Neuartigkeit des Forschungsgebietes und auf seine Bedeutung für die Erweiterung unseres Wissens und unserer technischen Möglichkeiten ist es besonders zu begrüßen, daß in der vorliegenden neuen Schriftenreihe ein Organ geschaffen worden ist, in dem über die Fortschritte und Ergebnisse in einzelnen Teilgebieten der Weltraumforschung sowie der Technik und des instrumentellen Einsatzes im Weltraumflug aber auch über neu auftauchende wissenschaftliche wie auch technische Probleme von Zeit zu Zeit zusammenfassend berichtet werden kann. Damit werden nicht nur die neuen Ergebnisse rasche Verbreitung finden, sondern es wird dadurch auch eine erfolgreiche Zusammenarbeit der

verschiedenen Spezialwissenschaften auf dem Gebiet der Weltraumforschung wesentlich gefördert werden.

In dem vorliegenden ersten Band berichtet D. F. Lawden über die Probleme und Methoden der Berechnung der im Hinblick auf den Treibstoffverbrauch und auf die benötigte Laufzeit günstigsten Flugbahnen vom Startpunkt auf der Erde oder auf einen Planeten bis zur Landung auf einem anderen Planeten. Die für die Weltraumfahrt und für die Weltraumforschung heute entscheidenden Probleme der Nachrichtenübermittlung und die dafür notwendigen technischen Einrichtungen behandeln J. R. Pierce und C. C. Cutler unter Berücksichtigung der natürlichen Gegebenheiten und der neuesten technischen Fortschritte und im Hinblick auf die auftauchenden neuen Bedürfnisse und Anforderungen, die sich aus der Übermittlung komplizierter Beobachtungsdaten ergeben. J. H. Huth bespricht die Wirkung der Energiezufuhr zu Satelliten und Raumfahrzeugen aus Sonnenstrahlung und Meteoriten sowie die inneren Kraftstofferfordernisse von Weltraumfahrzeugen für verschiedene Zwecke nach dem Austritt aus dem Bereich der starken Anziehungskraft, die dafür in Betracht kommenden Kraftquellen und die verwendbaren Techniken der Erzeugung und Umwandlung von Energie im Weltraumfahrzeug. Einen sehr ausführlichen Beitrag über die Anforderungen, die eine für den Transport eines Menschen geeignete Kabine eines Weltraumfahrzeuges zur Sicherung seiner Arbeits- und Lebensmöglichkeit erfüllen muß, und über die technischen Ausführungen liefert E. B. Konecci. H. J. Schaefer gibt einen sehr aufschlußreichen und übersichtlichen Bericht über die Natur der kosmischen Strahlung, ihre Höhen- und Breitenabhängigkeit und ihre Erscheinungsformen, über die durch sie verursachten Kernreaktionen und über ihre biologische Wirksamkeit in Verbindung mit einer möglichen Gefährdung für Weltraumfahrten und im besonderen auch über die langperiodischen Schwankungen im Sonnenfleckenrhythmus und die kurzzeitigen Schwankungen bei Sonneneruptionen sowie über die Verteilung hoher Strahlungsintensitäten im Raum in β- und γ-Strahlungsfeldern der Nordlichter und im van Allen-Strahlungsgürtel. R. C. Tischer beschäftigt sich mit den Problemen, die mit der Ernährung der Weltraumfahrer und mit der Regeneration der Luft im Weltraumfahrzeug zusammenhängen. Abschließend wird auch noch ein System der Dezimalklassifikation für die Aeronautik vorgelegt.

F. Steinhauser, Wien.

The Planet Earth. Herausgegeben von D. R. Bates. Mit zahlr. Abb., VIII, 312 S. London-NewYork-Paris-Los Angeles: Pergamon Press Ltd. 1957. Geb. 35 S.

Die Probleme der geophysikalischen Forschung in weitestem Sinne haben ein früher ungeahntes Interesse in breiten Bevölkerungskreisen gefunden. Einerseits ist dies wohl den ungeheuren Fortschritten zuzuschreiben, die das letzte Jahrzehnt auf diesem Gebiete hervorgebracht hat; andrerseits hat die Konzentration der Forschung und gleichzeitig ihre große Publizität während des Internationalen Geophysikalischen Jahres auch ihr Teil zu dieser Popularisierung beigetragen. So ist es denn zu begrüßen, daß in dem vorliegenden Sammelwerk die verschiedensten Teildisziplinen der Geophysik, von den Eigenschaften der festen Erde, der Ozeane, der Atmosphäre von ihren untersten bis zu ihren höchsten Regionen in 17 Kapiteln von auf ihrem Fachgebiet anerkannten Autoren in wissenschaftlich strenger, jedoch für den gebildeten Laien leichtverständlicherweise dargestellt werden.

Inhaltlich bietet das Buch, das von dem irischen Naturwissenschaftler Prof. D. R. Bates herausgegeben ist, eine vorzügliche Einführung in die Probleme, die sich der Forschung während der internationalen Zusammenarbeit des Geophysikalischen Jahres stellen; von ihren Ergebnissen kann darin natürlich noch nicht die Rede sein. Die Einleitung gewährt nach einer Übersicht über die Fragestellungen des Geophysikalischen Jahres durch eine Diskussion der Fragen nach der Entstehung, dem Alter und dem zukünftig zu erwartenden Schicksal der Erde einen Blick in die Tiefen von Zeit und Raum; entsprechend schließt das Buch mit einem Kapitel über die heutigen Anschauungen der Entstehung des Lebens. Alles in allem bietet dieses Buch, das durch Hinweise auf die wichtigsten zusammenfassenden Werke über die einzelnen Teilgebiete vervollständigt ist, eine erfreuliche Darstellung strenger Wissenschaft in leichtfaßlicher Form. W. Mörikofer, Davos.

Geomagnetismus und Aeronomie. Herausgegeben von G. Fanselau. Band III. Über das aus dem Erdinneren stammende Magnetfeld. Von P. Mauersberger, O. Lucke, R. Lauterbach und F. Frölich. Mit 465 Textabb., 632 S. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1959. DM 123.—.

In dem Gesamtwerk, das auf 6 Bände im Großformat geplant ist, soll in ausführlicher Darstellung, die sowohl einem lehrbuchartigen Charakter entspricht, wie auch die neuesten Probleme dieses Wissenszweiges behandeln soll, der heutige Stand unserer Kenntnisse auf dem Gebiete des Erdmagnetismus und der Aeronomie, die das Gesamtgebiet der geophysikalischen Elektrodynamik umfassen, wiedergegeben werden. Der vorgesehene große Umfang des Werkes ermöglicht es, in wirklich umfassender Form und in einer das Verständnis des gebotenen Wissensgutes sehr erleichternden Ausführlichkeit diese Darstellung zu bringen, wie man sie sonst kaum findet. Dies ist ein großer Vorzug dieses außerordentlich inhaltsreichen Werkes.

Der vorliegende dritte Band behandelt das aus dem Erdinneren stammende Magnetfeld. Im ersten Abschnitt bespricht P. Mauersberger die Beobachtungsergebnisse über das Hauptfeld oder permanente Feld und die Säkularvariationen. Nach der Definition und Darlegung des Inhaltes dieser Begriffe wird eine Übersicht über die zur Verfügung stehenden ständigen Meßstellen, Landesaufnahmen, Beobachtungen von Expeditionen und Vermessungen auf den Weltmeeren sowie über die Darstellungsarten des Beobachtungsmaterials mit zahlreichen Kartendarstellungen gegeben und es werden die auffälligsten Züge des Hauptfeldes und der allgemeine Charakter der Säkularvariationen hervorgehoben und diskutiert. Ein umfangreicher Abschnitt vom gleichen Autor ist der mathematischen Beschreibung des Hauptfeldes und des Feldes der Säkularvariationen durch Taylorreihen und Kugelfunktionen, der Entwicklung dieser Methoden, den Methoden der Darstellung der Potentialentwicklung des Hauptfeldes, ihren Ergebnissen und im Zusammenhang damit auch einer Betrachtung des Problems der Realität des berechneten Außenfeldes und potentiallosen Anteils, der Berechnung des Dipolfeldes als erster Näherung für das Hauptfeld und der Darstellung des Restfeldes, der Ableitung der Änderung des Hauptfeldes mit der Höhe über dem Erdboden, der Darstellung des Hauptfeldes durch im Erdinneren angenommene Multipolanordnungen und Stromsysteme und der mathematischen Analyse des Feldes der säkularen Variationen gewidmet.

Im nächsten Abschnitt gibt O. Lucke eine Analyse der säkularen Variationen des erdmagnetischen Hauptfeldes auf Grund der Potentialentwick-

lungen der letzten 100 Jahre mit dem Ziel, damit Grundlagen für die Darstellung der Physik des tieferen Erdinneren zu gewinnen; er bringt ferner Vergleiche zwischen den daraus erschlossenen und den wirklich beobachteten Säkularvariationen und berichtet auch über die aus der paläomagnetischen Forschung gewonnenen Kenntnisse über die Säkularvariationen in geologischen Zeiträumen. Anschließend gibt der gleiche Autor eine Übersicht über den physikalischen Zustand der Materie im Erdinneren, wobei besonders der chemischen Zusammensetzung der Materie, der möglichen Umwandlung des Kristallsystems der Materie, der elektrischen Leitfähigkeit und der Viskosität Aufmerksamkeit geschenkt und ein Bild von den wahrscheinlich durch Entmischungsvorgänge im äußeren Erdkern oder durch radioaktive Stoffe unterhaltenen langsamen turbulenten Bewegungsvorgängen der Materie des Erdinneren entworfen wird. Im Anschluß daran werden die hydromagnetischen und andere Theorien des erdmagnetischen Hauptfeldes entwickelt und kritisch besprochen. Dabei wird die Dynamotheorie von E. N. Parker als die beste Darstellung der wirklichen Verhältnisse gefunden und erklärt, daß die Arbeiten von W. M. Elsasser und H. Takeuchi über die elektromagnetische Kopplung zwischen Erdmantel und Erdkern die am meisten befriedigenden Ergebnisse der Hydrodynamik des Erdkernes liefern. Die auf den thermoelektrischen Effekt, auf den Druckeffekt, auf den Hall-Effekt und auf den Tolman-Effekt begründeten Theorien des magnetischen Hauptfeldes liefern nur zu schwache Felder. Theorien, die den Sitz des erdmagnetischen Hauptfeldes in der Magnetisierung der Erdkruste suchen, werden abgelehnt.

R. Lauterbach beschreibt ausführlich die Methoden und die Durchführung geomagnetischer Aufschlußverfahren im Dienste der Geologie. Dabei werden unter Anführung von instruktiven Beispielen Anlage und Ausführung der regionalen und der lokalen Messungen, des neuen Verfahrens der mikromagnetischen Messungen zur Erfassung der Feintextur im erdoberflächlichen Störzustand, petromagnetischer Untersuchungen als zusätzliches Hilfsmittel und die für verschiedene Messungen für Regionalaufnahmen und für die genaue Erfassung von Anomalien notwendige Dichte der Meßstellen und Meßprofile besprochen. Ferner werden die Möglichkeiten und Ergebnisse der Untersuchung von Gesteinsverbänden mit Hilfe geomagnetischer Messungen, und zwar der Untersuchung von magnetischen Gesteinskörpern, von Sedimenten und von kristallinen Schiefern und Messungen über Kontakthöfen diskutiert und Beispiele der geomagnetischen Aufsuchung von magmatischen Lagerstätten, von Lagerstätten der sedimentären Abfolge und der metamorphen Abfolge, sowie Beispiele geomagnetischer Aufnahmen zur Klärung tektonischer Strukturen und Störungszonen besprochen.

Im letzten Abschnitt behandelt F. Frölich Probleme des Erdkrustenmagnetismus und zwar den Gesteinsmagnetismus und seine speziellen Probleme, sowie die Ergebnisse des Paläomagnetismus unter Betonung von noch bestehenden Unsicherheiten.

Ohne Zweifel muß die Veröffentlichung dieses großangelegten und umfassenden Werkes als sehr wertvolle und außerordentlich bedeutungsvolle Neuerscheinung angesehen werden, die in keiner wissenschaftlichen Bibliothek von Rang fehlen sollte. Mit großem Interesse wird man dem Erscheinen der weiteren Bände entgegensehen. Die Ausstattung des Buches ist sehr gut; besonders müssen die reichlichen Beigaben von Abbildungen, worunter auch mehrfarbige Kartendarstellungen sich befinden, und die umfangreichen Literaturangaben hervorgehoben werden. F. Steinhauser, Wien.

Tägliche Höhenkarten der 25 mbar-Fläche für das Internationale Geophysikalische Jahr 1958. Von K. Behr, K. Petzold, R. Scherhag und G. Warnecke. Teil I: 1. Vierteljahr. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin. Meteorologische Abhandlungen: Band X, Heft 1.) Mit 94 Seiten und 90 Karten. Berlin: Verlag Dietrich Reimer. 1960. DM 7.50.

In neuerer Zeit hat das öftere Auftreten einer starken Erwärmung in mittleren Stratosphärenhöhen allgemeine Aufmerksamkeit erregt und nicht nur vom Gesichtspunkt der Bedeutung derartiger Vorgänge für troposphärische Veränderungen, sondern im besonderen auch als Objekt des Studiums von speziellen solaren Einflüssen auf atmosphärische Erscheinungen großes Interesse gefunden. Eine Möglichkeit zur Untersuchung der weltweiten Entwicklung derartiger Erwärmungsvorgänge bieten Wetterkarten der hohen Stratosphäre. Von diesem Gesichtspunkt kommt der vorliegenden Veröffentlichung der täglichen Topographien der 25 mbar-Fläche für die Nordhalbkugel große Bedeutung zu und es muß besonders anerkannt werden, daß damit ein interessantes Ergebnis der internationalen Zusammenarbeit des Geophysikalischen Jahres so rasch verarbeitet und publiziert werden konnte.

Im einleitenden Text werden drei Epochen charakteristischer stratosphärischer Wetterentwicklungen im ersten Vierteljahr 1958 hervorgehoben und in ihrer Entwicklung kurz beschrieben. Dazu gehört eine starke stratosphärische Erwärmung im europäisch-südasiatischen Raum, die am 26. Januar über Mitteleuropa und am 30. Januar über Island ihren Höhepunkt erreichte und eine bis zum 20. Januar 1958 andauernde Periode von nur geringen Änderungen der Intensität und der Lage der beherrschenden Zirkulationszentren mit sehr kaltem (— 80° C) polaren Wirbel im europäischen Sektor der Arktis ablöste und eine ungefähr 2 Wochen lang andauernde allgemeine Ost-Westbewegung der stratosphärischen Druckgebilde einleitete. Eine zweite Wärmewelle zog in der ersten Februardekade über Europa westwärts. Ein dritter Vorstoß des indischen Stratosphärenhochs mit starker Erwärmung erfolgte gegen Mitte März in Richtung Mitteleuropa, worauf nach Mitte März sich wieder ein winterliches Zirkulationssystem mit einem hochstratosphärischen Tief über Nordeuropa entwickelte. Sehr deutlich läßt sich die Entwicklung der Wärmewellen über der Nordhalbkugel aus einer Auswahl von Isothermenkarten und von Karten der Verteilung der Temperaturänderungen in der 25 mbar-Fläche verfolgen. Durch diese Karten wird ein neuer und interessanter Einblick in die Synoptik der Hochstratosphäre vermittelt. Es ist sehr zu wünschen, daß die Veröffentlichung und Bearbeitung der Kartenserien der 25 mbar-Fläche bald fortgesetzt werden kann.

F. Steinhauser, Wien.

Sphärische Trigonometrie. Von W. Schmid und W. Borsdorf. I. Band: Ebene und sphärische Trigonometrie. Mit 127 Textabb., XI, 203 S. II. Band: Kartenentwürfe und sphärische Astronomie. Mit 146 Textabb., X, 247 S. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1959.

Ein Werk über sphärische Trigonometrie, in dem in großer Ausführlichkeit und Anschaulichkeit wie auch in didaktisch geschickter Form die Methoden dieser mathematischen Disziplin und die anzuwendenden Formeln abgeleitet und erläutert werden und überdies in zahlreichen Anwendungsbeispielen die praktische Verwertung gezeigt wird, wird auch dem Geophysiker für verschiedene Aufgaben sehr nützlich und erwünscht sein. Ein derartiges

Werk stellt das vorliegende Buch dar, in dem in zwei Bänden das Gesamtgebiet der sphärischen Trigonometrie und ihre vielfältigen Anwendungen in einer Art behandelt werden, die besonders auf die Bedürfnisse der Praxis Rücksicht nimmt. Das Buch soll auch dem Fernstudium dienen.

Im ersten Band werden nach einem Überblick über die Formeln und Berechnungsmethoden der ebenen Trigonometrie die Grundbegriffe der Geometrie auf der Kugel erklärt und die Methoden der trigonometrischen Berechnung sphärischer Dreiecke abgeleitet. Als erste Gruppe von Anwendungen werden die Grundaufgaben der mathematischen Geographie behandelt.

Der zweite Band ist im besonderen den Anwendungen der sphärischen Trigonometrie in der Kartennetzentwurfslehre und in der sphärischen Astronomie gewidmet. Von Kartennetzentwürfen werden die ortographische, gnomonische und stereographische Projektion mit besonderer Betonung der verschiedenartigen Verwendbarkeit des stereographischen Netzes, konventionelle Azimutalentwürfe, Zylinderentwürfe, Kegelentwürfe und andere Kartennetzentwürfe eingehend dargestellt.

Die Verständlichkeit und Anschaulichkeit der Darstellung wird durch die Beigabe zahlreicher Abbildungen sehr erleichtert. Den einzelnen Abschnitten sind Fragen und Aufgaben angefügt, deren Beantwortung und Lösungen am Ende des Buches zusammengestellt sind. F. Steinhauser, Wien.

Close Binary Systems. Von Z. Kopal. (The International Astrophysics Series: Vol. V.) 558 S. London: Chapman and Hall Ltd. 1959. 105 S.

Enge Doppelstern-Systeme gehören zweifellos zu den interessantesten physikalischen Gebilden, weil hier nicht nur die Bahnen der beiden sich umeinander bewegenden Sterne spezielle himmelsmechanische Probleme bieten: Direkte gegenseitige Einwirkungen auf die Atmosphären und die Sternkörper selbst finden nämlich hier in einem solchen Ausmaß statt, daß sie — über dynamische Gezeitenvorgänge weit hinaus — zum direkten, oft regelmäßigen Austausch der Atmosphären und manchmal auch der beiderseitigen Sternmaterie in Form gewaltigster Plasmaströme führen können. Ein häufiger Fall ist auch jener, daß beide Sternkörper eine gemeinsame Atmosphäre aufweisen; die Dynamik der Gas-Schalen und -Strömungen wird dann besonders lehrreich. Prozentual nicht gering sind auch die Fälle, daß die beiden Sternkörper wegen Annäherung an die Rochesche Distanzgrenze dem instabilen Stadium nahekommen.

Es ist klar, daß dieses in die neueste Physik hinübergreifende Problem der engen Doppelsternsysteme verschiedentlich behandelt werden und wahlweise mechanisch-theoretische, physikalische oder phänomenologische Schwerpunkte aufweisen könnte. Der Autor hat sich für die ersteren entschieden und so stellt das Buch eine Fundgrube jener Methoden dar, mit denen der Inhalt der photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen an engen Doppelsternsystemen ausgeschöpft und daraus Aussagen über die mechanischen Daten und Bahnen der beiden Systemkomponenten gemacht werden können. Nach einer Einführung befaßt sich Kap. II mit den in einem solchen System auftretenden Bahnformen und deren Störungen, Kap. III diskutiert die Geometrie der Roche-Grenzen, Kap. IV die theoretischen Lichtwechselkurven und Kap. V die Theorie der spektroskopischen Radialgeschwindigkeiten. Kap. VI behandelt auf 174 Seiten die Ableitung der Elemente eines Bedeckungs-Doppelsternsystems aus den beobachteten Lichtänderungen.

In Kap. VII sind nur relativ wenige Seiten den eigentlichen Ergebnissen der Erforschung enger Doppelsternsysteme gewidmet. Und dadurch wird vielleicht am deutlichsten die Disposition des Werkes klar, die in klassischer Schau in einer Hervorhebung der theoretischen Arbeitsgebiete des Autors gegenüber einer mehr gleichmäßigen Darstellung besteht; zweifellos kommt dadurch die Astrophysik der beiden letzten Dezennien und besonders der spektroskopische Forschungsweg zu kurz. Für den Fachmann — der auch nicht gerade die Anwendung auf Beobachtungen in erster Linie im Auge hat — hat der Autor aber ein Werk geschrieben, das gerade wegen der Spezialisierung mit Erfolg benützt werden wird. Ausstattung und Druck des Werkes lassen keine Wünsche offen. J. Fuchs, Innsbruck.

Physics and Geology. Von J. A. Jacobs, R. D. Russell und J. T. Wilson. Mit zahlreichen Textabb. XII, 424 S. New York-Toronto-London: McGraw Hill Book Company, Inc. 1959. 76s.

Die Autoren verfolgen mit dem Buch einen doppelten Zweck: Sie wollen damit den Studierenden der Geologie eine Einführung in das Wissensgut der Geophysik geben und Angehörigen verwandter Wissenschaften eine gewisse Kenntnis von der Geologie und ihren Beziehungen zur Geophysik vermitteln. Diesen Zwecken entsprechend ist die Darstellung so gehalten, daß in klarer und sehr anschaulicher Form ein wirklich guter Überblick über den gegenwärtigen Stand der geophysikalischen Erkenntnisse und über Ergebnisse geologischer Forschung, die mit geophysikalischen Erscheinungen in Verbindung stehen, geboten wird, der eine rasche und eingehende Orientierung auf diesem Wissensgebiet ermöglicht. Es ist dies ein ausgezeichnetes Buch, das nicht nur dem Studierenden, sondern auch dem fertigen Geophysiker wertvolle Ergebnisse vermitteln kann. Besonders hervorgehoben seien die sehr instruktiven Abbildungsbeigaben.

Als Grundlage für Betrachtungen über den Aufbau und die physikalischen Verhältnisse des Erdinnern werden einleitend die Stellung der Erde im Sonnensystem und die Theorien über den Ursprung der Erde und des solaren Systems sowie auch grundlegende Begriffe erläutert. Es folgt eine sehr übersichtliche Darstellung der aus seismischen Registrierungen erschlossenen Wellenbahnen und der daraus gefolgerten Ansichten über die Struktur des Aufbaues des Erdkörpers und über die Änderung der physikalischen Größen mit der Tiefe im Erdinneren. Statistische Angaben über die Herdverteilung auf der Erde und ihre Abhängigkeit von der Tiefe und über die Energien der Beben geben einen Einblick in die seismischen Vorkommnisse. Als Ergebnisse geologischer, geophysikalischer und geochemischer Forschungen werden die Zusammensetzung der Erde und auch der kosmischen Materie, der Atmosphäre und der Hydrosphäre und im besonderen des Erdkörpers selbst unter besonderer Berücksichtigung der Klassifikation der Gesteine und der Gesteinsassoziationen dargestellt.

Weitere Abschnitte behandeln nach dem neuesten Stand der Forschungsergebnisse die Figur der Erde und das Schwerefeld mit seinen Anomalien, die thermischen Verhältnisse in der Erde und ihre Entwicklung, die Erscheinungen des erdmagnetischen Feldes, ihre Änderungen und ihre Ursachen und im Zusammenhang damit auch physikalische Erscheinungen der hohen Atmosphäre, die Methoden und Ergebnisse der Geochronologie, die Geologie der Isotopen und deren Bedeutung für die Erforschung der Erdgeschichte, das mechanische Verhalten der Erdmaterie, Untersuchungen

des Grundes der Ozeane und deren Ergebnisse, die Form und Struktur der Böden der Ozeane, die mittelozeanischen Rücken die aktiven Insel- und Gebirgsbögen und die inaktiven Gebirgszüge und Kontinente und schließlich auch die verschiedenen Theorien über die Entstehung der Formengebilde der Erdoberfläche. Im letzten Abschnitt wird ein Überblick über Probleme und Ergebnisse der Glaziologie gegeben, die die heutige Vereisung, die Eiszeittheorien, die Thermik der Gletscher, die Mechanik und die Formen der Gletscherbewegung sowie Gletscherablagerungen betreffen.

F. Steinhauser, Wien.

Meteorologische Navigation des Segelfluges. Von W. Georgii. Mit 64 Textabb., VII, 135 S. Braunschweig: Friedrich Vieweg & Sohn. 1959. DM 9,80.

Es handelt sich hier um ein Buch, das aus dem fliegerischen Erleben schöpft, für Segelflieger bestimmt ist und diesen die Grundlagen zum Verständnis für das für sie bedeutungsvolle Wettergeschehen vermittelt, aber auch aus der Fülle segelfliegerischer Forschungsarbeit dem Fachmeteorologen viel Interessantes bieten kann. In der Beziehung zwischen Segelflug und Meteorologie sehen wir ein schönes Beispiel wechselseitiger Befruchtung zwischen Wissenschaft und Praxis: Der Segelflug dient der Meteorologie als außerordentlich wertvolles Forschungsmittel und er ist andererseits selbst auch der größte Nutzer der durch ihn gewonnenen Forschungsergebnisse.

Die energetischen Grundlagen für das Segelfliegen liefern die Schönwetterthermik, der Aufwind an Fronten, in Wolken, unter Wolkenstraßen und in Gewittern, die fortschreitenden Luftwogen der Temperaturinversionen und die stehenden Wellen im Lee von Gebirgen. Für alle diese Erscheinungen werden sehr instruktive Beobachtungsbeispiele gebracht, die an Zustandsdiagrammen, Wetterlagendarstellungen und Querschnitten erläutert werden. Nach dieser Darstellung der Kraftquellen des Segelfluges werden die Wetterlagen des Leistungssegelfluges im Hinblick auf ihre den Segelflug beeinflussenden Eigenschaften unter Anführung von sehr gut ausgewählten charakteristischen Beispielen eingehend besprochen. Im besonderen handelt es sich dabei um das zentrale Sommerhoch, die Nordost- und Ostlagen, die Westlagen, die Nordwestlagen und die Südost- bis Südlagen; für diese Wetterlagen wird auch für jeden Monat eine Häufigkeitsstatistik mitgeteilt. Das Buch ist nicht nur dem Segelflieger, sondern auch dem Meteorologen sehr zu empfehlen.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 96 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

Vorankündigung und Einladung zur Subskription

des in der ganzen Welt einzig dastehenden, großangelegten Werkes

Klimadiagramm–Weltatlas

Von Professor Dr. **Heinrich Walter** und Privatdozent Dr. **Helmut Lieth**,
Botanisches Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Hohenheim,
Stuttgart-Hohenheim

In 3 Lieferungen · Format 62 cm hoch × 46 cm breit · Ringbuchform · 30 bis 35 Karten mit etwa 200 Beiblättern (Diagramme von 10 000 Klimastationen) und Register · Preis für das Gesamtwerk etwa 250.— DM

Die erste Lieferung erscheint voraussichtlich im Sommer 1960

Subskription! Um die Anschaffung zu erleichtern, wird für das Gesamtwerk ein um 10% ermäßigter Subskriptionspreis festgesetzt. Wir empfehlen, von dieser Vergünstigung Gebrauch zu machen und recht bald zu bestellen. Die Subskription erlischt bei Erscheinen der letzten Lieferung.

Der Klimadiagramm-Weltatlas beruht auf einem ganz neuen Verfahren, das Klima eines Ortes bildlich darzustellen. Statt lange Zahlenreihen zu vergleichen, kann man jetzt mit einem Blick den Klimatypus mit den Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnissen in ihrem Jahresablauf bei allen über 10 000 meteorologischen Stationen der Welt erfassen. Das Vorhandensein oder Fehlen von Dürrezeiten sowie einer längeren oder kürzeren Kälteperiode geht klar hervor. Extremwerte der Temperatur sind vermerkt. Auf den beigefügten Karten ist die Verbreitung der Typen in den einzelnen Ländern übersichtlich dargestellt und erlaubt eine genaue Klimagliederung. Es ist für jedermann leicht, auf der ganzen Welt die Orte mit gleichem Klima zu finden oder die Unterschiede bei verschiedenen Stationen zu ermitteln.

Bestellungen an den Buchhandel erbeten

VEB GUSTAV FISCHER VERLAG JENA
Deutsche Demokratische Republik